

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Олейников Владислав Петрович

**Исследование электролюминесценции и первичных
сцинтилляций в видимом диапазоне в детекторах
на основе жидкого аргона**

1.3.2. Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н. Бузулуцков Алексей Федорович

д.ф.-м.н., академик РАН Бондарь Александр Евгеньевич

Новосибирск — 2024

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Детекторы темной материи на основе сжиженных благородных газов (обзор)	12
1.1 Доказательства существования темной материи	12
1.2 Кандидаты на роль темной материи	12
1.3 Методы регистрации WIMP	15
1.4 Принцип работы двухфазного детектора темной материи на основе аргона	17
1.5 Дифференциальная скорость счета WIMP	22
1.6 Текущие результаты поиска WIMP и дальнейшее развитие детекторов темной материи	24
1.7 Механизмы излучения в аргоне	27
1.7.1 Эксимерный механизм излучения	28
1.7.2 Механизм атомарной электролюминесценции	29
1.7.3 Механизм тормозного излучения на нейтральных атомах	30
1.7.4 Сравнение механизмов электролюминесценции в аргоне	31
1.8 Альтернативная схема регистрации света в двухфазных детекторах	32
Глава 2. Описание экспериментальной установки	35
2.1 Конструкция криостата	36
2.2 Криогенный детектор в первом цикле измерений	37
2.2.1 Конфигурации считывания в первом цикле измерений	44
2.3 Криогенный детектор во втором цикле измерений	45
2.4 Сжижение газа и концентрация примесей	48
2.5 Сборка ФЭУ и КФЭУ-матрица	50
2.6 Система питания и сбора данных	54
2.7 Источники ионизирующего излучения	56
2.7.1 Импульсная рентгеновская трубка	57
2.7.2 Источник ^{238}Pu	59
2.7.3 Источник ^{109}Cd	59

Глава 3. Считывание двухфазных аргоновых детекторов на КФЭУ-матрицу при помощи электролюминесценции в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне	64
3.1 Световыход ЭЛ-зазора для прямого считывания на КФЭУ-матрицу	65
3.2 Световыход ТГЭУ/КФЭУ-матрицы	68
3.3 Координатное разрешение криогенного детектора	71
3.3.1 Алгоритм реконструкции x, y координат	71
3.3.2 Функция светового отклика	72
3.3.3 Результаты x, y реконструкции	75
3.4 Оценка порогов регистрации	79
3.5 Обсуждение	81
Глава 4. Изучение первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в чистом жидком аргоне	83
4.1 Спектры излучения в жидком аргоне	84
4.2 Анализ формы сигнала	85
4.3 Зависимость световыхода от дрейфового поля	86
4.4 Энерговыделение	88
4.5 Абсолютный световыход	90
4.6 Сравнение с предыдущими результатами	92
4.7 Обсуждение	95
Глава 5. Изучение первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в жидком аргоне с примесью метана	96
5.1 Анализ формы сигнала	97
5.2 Относительный световыход	100
5.3 Абсолютный световыход	100
5.4 Обсуждение	104
Заключение	105
Список сокращений и условных обозначений	107
Список литературы	108

Введение

Актуальность темы исследования

Многочисленные астрономические наблюдения [1–11] указывают на наличие во Вселенной темной материи, которая не участвует в электромагнитном взаимодействии и проявляет себя только в гравитационном взаимодействии. Одним из вероятных кандидатов на роль частиц темной материи является слабо взаимодействующая массивная частица (Weakly Interacting Massive Particle, WIMP). Значительный прогресс был достигнут в развитии методов прямой регистрации WIMP, основанных на наблюдении событий от предполагаемого упругого рассеяния WIMP на атомных ядрах вещества детектора. В эксперименте DAMA/LIBRA получены первые указания на наблюдение WIMP [12], однако множество последующих экспериментов не подтвердили эти результаты [13–17].

Одним из возможных путей дальнейшего прогресса в поиске темной материи является увеличение массы рабочего вещества детектора. Среди множества типов детекторов особенно выделяются двухфазные (жидкость-газ) детекторы на основе аргона или ксенона, поскольку на них были получены самые низкие пределы на сечение рассеяния WIMP. Кроме того, двухфазные детекторы могут быть относительно просто масштабированы. Например, недавно были созданы детекторы на основе ксенона PandaX-4T [18], LZ [19] и XENONnt [20], где масса рабочего вещества была увеличена в несколько раз относительно предыдущих версий детекторов и составила порядка 5 тонн. Однако в отличие от двухфазных детекторов на основе ксенона, детекторы на основе аргона более чувствительны к регистрации WIMP с малой массой и их возможности по масштабированию гораздо шире. Так, например, сейчас активно ведутся работы по созданию детектора DarkSide-20k [21] с массой аргона 20 тонн. В случае успешной реализации этого проекта планируется создание детектора ARGONAT [22] с массой аргона 300 тонн, который позволит достичь предельной чувствительности в широком диапазоне масс WIMP для детекторов ядер отдачи. Таким образом, двухфазные детекторы на основе аргона являются одними из самых перспективных детекторов для поиска темной материи.

В двухфазных детекторах регистрируются первичные сцинтилляции и первичная ионизация, вызванная взаимодействием ионизирующих частиц с жидкой фазой рабочего вещества детектора. Первичная ионизация при этом регистрируется при помощи эффекта электролюминесценции в газе, вызванного электронами, эмитированными из жидкой фазы и дрейфующими в газовой фазе под действием электрического поля. Доминирующим механизмом образования как первичных сцинтилляций, так и электролюминесцентного сигнала является механизм распада эксимеров, в результате чего проходит излучение в вакуумном ультрафиолете (ВУФ) [23]. В аргоне такое излучение имеет длину волны 128 нм и зарегистрировать его напрямую довольно проблематично, поскольку квантовая эффективность фотодетекторов близка к нулю в этом диапазоне.

Классическим решением проблемы регистрации света является использование сместителей спектра, переизлучающих 128 нм в видимый диапазон, где расположен пик квантовой эффективности фотодетекторов. Самым распространенным сместителем спектра, используемым в двухфазных детекторах на основе аргона, является 1,1,4,4-тетрафенил-1,3-бутадиен (ТФБ) [24; 25]. Хотя ТФБ обладает высокой эффективностью переизлучения относительно других сместителей спектра [26; 27], он может приводить к нестабильности светосбора на больших временных масштабах, в частности, из-за его растворения в жидком аргоне [28] и отслаивания от подложки в криогенных условиях [29]. Также для достижения высокой эффективности переизлучения ТФБ его напыляют на поверхности в условиях низкого (около 10^{-5} мбар) давления, что вызывает проблемы при создании масштабных детекторов. Другая известная проблема связана с трудностями в достижении однородного уровня нанесения сместителя спектра на большую площадь детектора.

Однако использование сместителей спектра не является обязательным, поскольку помимо доминирующего механизма излучения в ВУФ существуют и другие механизмы с излучением в видимом и инфракрасном (ИК) диапазоне, что позволяет регистрировать излучение напрямую. Также регистрация света напрямую позволила бы решить проблему с относительно небольшой длиной поглощения ВУФ (около метра) в жидком аргоне при наличии малых концентраций примесей [30; 31], которая будет препятствовать регистрации первичных сцинтилляций в масштабных детекторах на основе аргона.

Степень разработанности темы исследования

Для электролюминесцентного сигнала в газообразном аргоне ранее уже наблюдали излучение вне ВУФ, вызванное механизмом атомарной электролюминесценции [32; 33] или механизмом тормозного излучения на нейтральных атомах (эффект ТИН) [34; 35]. Значительно меньше известно про излучение в видимом и ближнем ИК диапазоне в жидком аргоне: в одних работах наблюдали такое излучение [36–45], а в других утверждали о его отсутствии [46; 47].

Также стоит отметить, что в настоящее время почти отсутствуют данные по световыходу первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в аргон-метановой смеси, которая может быть использована в качестве рабочего вещества нейтронного вето-детектора, являющегося неотъемлемой частью детекторов темной материи. Использование аргон-метановой смеси в нейтронных вето-детекторах позволило бы отказаться от пожароопасных жидких углеводородов, что особенно актуально по причинам безопасности при создании масштабных детекторов [21].

Таким образом, исследование электролюминесценции и первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в детекторах на основе жидкого аргона может помочь в создании масштабных двухфазных криогенных детекторов на основе аргона для дальнейшего прогресса в изучении темной материи.

Цели и задачи

Целью данной работы является исследование электролюминесценции и первичных сцинтилляций в видимом диапазоне при помощи криогенного двухфазного детектора на основе аргона, разрабатываемого в лаборатории 3-3 ИЯФ СО РАН с 2011 года.

Было необходимо решить следующие **задачи**:

1. Разработать двухфазный криогенный детектор на основе аргона, позволяющий зарегистрировать электролюминесценцию при помощи альтернативной схемы считывания в видимом диапазоне.
2. Исследовать световыход электролюминесценции двухфазного криогенного детектора в зависимости от приложенного электрического поля, оценить пространственное разрешение детектора и энергетический порог регистрации частиц.

3. Оценить возможность практического применения детекторов с альтернативной схемой считывания.
4. Разработать двухфазный криогенный детектор для регистрации первичных сцинтилляций в видимом диапазоне.
5. Исследовать временные характеристики и абсолютный световыход первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в зависимости от типа ионизирующего излучения, приложенного электрического поля и содержания примеси метана в жидком аргоне при помощи разных типов фотодетекторов.
6. Оценить возможность практического применения детекторов с регистрацией первичных сцинтилляций в видимом диапазоне.

Научная новизна

1. Впервые продемонстрирована успешная работа практического двухфазного детектора в аргоне с прямым считыванием на КФЭУ-матрицу в видимом диапазоне. Кроме того, это является первым практическим применением эффекта тормозного излучения на нейтральных атомах в детекторах частиц.
2. Впервые систематически изучены первичные сцинтилляции и измерен абсолютный световыход в видимом диапазоне в жидком аргоне и его смесях с метаном для альфа-частиц и рентгеновского излучения.

Теоретическая и практическая значимость работы

Полученные результаты исследований указывают, что световыход электролюминесценции и первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в чистом аргоне довольно низкий, однако возможно создание двухфазных аргоновых детекторов для регистрации WIMP. При прямом считывании на матрицу кремниевых фотоэлектронных умножителей (КФЭУ-матрицу) возможен поиск WIMP с массой более $10 \text{ ГэВ}/c^2$, а при считывании на умножитель на основе толстого газового электронного умножителя с КФЭУ-матрицей (умножитель ТГЭУ/КФЭУ-матрица) возможен поиск WIMP с массой до нескольких $\text{ГэВ}/c^2$. Также рассмотренные схемы считывания могут найти практическое применение при разработке детекторов, регистрирующих редкие события с большим энерговыделением, например, детекторов гамма-квантов, нейтрино/антинейтрино.

Систематическое изучение свойств первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в чистом жидком аргоне и его смесях с метаном является существенным вкладом в физику сцинтилляций благородных газов.

Методология и методы исследования

Методологической основой диссертационного исследования являются прямые измерения на прототипе двухфазного детектора темной материи, а также методы статистической обработки данных при помощи программы ROOT CERN и моделирования методом Монте-Карло в программе Geant4.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Двухфазный детектор на основе аргона с новой (альтернативной) схемой считывания электролюминесцентного сигнала в видимом и инфракрасном диапазоне позволяет достичь порогов регистрации 6 кэВ_{nr} и 2 кэВ_{nr} при прямом считывании на КФЭУ-матрицу и считывании на умножитель ТГЭУ/КФЭУ-матрица, соответственно, что достаточно для поиска WIMP с массой выше нескольких $\text{ГэВ}/c^2$.
2. Абсолютный световой выход первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в жидком аргоне составляет 200 фотон/МэВ для рентгеновского излучения и 92 фотон/МэВ для альфа-частиц. Систематическое изучение первичных сцинтилляций в видимом диапазоне указывает на механизм возникновения излучения, отличный от эксимерного.
3. При добавлении метана в жидкий аргон значительно снижается световой выход первичных сцинтилляций в видимом диапазоне, однако при высоком содержании метана (свыше 1 %) заметна тенденция выхода на плато. При содержании метана в 1 % абсолютный световой выход первичных сцинтилляций в видимом диапазоне составляет 13 фотон/МэВ для рентгеновского излучения и 1.8 фотон/МэВ для альфа-частиц.

Степень достоверности и апробация результатов

Апробация работы. Результаты работы докладывались на конкурсах молодых ученых и семинарах в ИЯФ СО РАН, на собраниях коллаборации DarkSide, а также представлялись на международных конференциях:

1. Moscow International School of Physics, Москва, Россия, 2019.

2. Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR20) Conference, Новосибирск, Россия, 2020.
3. Asian Forum for Accelerators and Detectors (AFAD), Синьчжу, Тайвань, 2024.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных и электронных изданиях, из них 5 в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК.

1. Characterization of a ^{109}Cd gamma-ray source for the two-phase argon detector / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // Instruments and Experimental Techniques. – 2019. – Vol. 62. – P. 746–749. – URL: <https://doi.org/10.1134/S0020441219050142>. – Дата публикации: 09.05.2020.
2. Effect of Neutral Bremsstrahlung on the Operation of Two-Phase Argon Detectors / A. Bondar, E. Borisova, A. Buzulutskov [et al.]. – Текст : электронный // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2020. – Vol. 47. – P. 162–165. – URL: <https://doi.org/10.3103/S1068335620060032>. – Дата публикации: 27.07.2020.
3. Observation of primary scintillations in the visible range in liquid argon doped with methane / A. Bondar, E. Borisova, A. Buzulutskov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15. – P. C06053. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/06/C06053>. – Дата публикации: 25.06.2020.
4. SiPM-matrix readout of two-phase argon detectors using electroluminescence in the visible and near infrared range / C. E. Aalseth, S. Abdelhakim, P. Agnes [et al.]. – Текст : электронный // The European Physical Journal C. – 2021. – Vol. 81. – P. 153. – URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08801-2>. – Дата публикации: 15.02.2021.
5. Study of visible-light emission in pure and methane-doped liquid argon / A. Bondar, E. Borisova, A. Buzulutskov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2022. – Vol. 17. – P. P09009. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/09/P09009>. – Дата публикации: 06.09.2022.

Личный вклад соискателя

Все основные результаты по теме исследования получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор принимал участие в создании детектора, планировании, подготовке и проведении экспериментов, написании программного обеспечения для системы сбора данных, обработке и анализе экспериментальных данных с использованием собственных программ на языке C++ и программы ROOT CERN, проведении расчетов и моделирования в программе Geant4, подготовке публикаций. Вклад соискателя в опубликованные работы по теме диссертации является определяющим.

Авторский вклад соискателя в статье 1 заключается в наборе и анализе данных, полученных при регистрации гамма-излучения от источника ^{109}Cd тремя различными типами детекторов. Автор показал, что в спектре излучения источника ^{109}Cd присутствует характеристическое излучение вольфрама, которое вызывает значительное уширение энергетического спектра при регистрации излучения при помощи двухфазного детектора с низким энергетическим разрешением.

Авторский вклад соискателя в статье 2 заключается в оценке влияния тормозного излучения нейтральных атомов в электролюминесцентном сигнале на характеристики детектора DarkSide-50. В частности, показано, что при низких электрических полях вблизи порога эксимерной электролюминесценции тормозное излучение нейтральных атомов может давать значительный вклад в быструю компоненту сигнала.

Авторский вклад соискателя в статье 3 заключается в подготовке и проведении эксперимента, наборе и анализе данных, полученных с однофазного криогенного детектора. Автор показал, что добавка метана в жидкий аргон приводит к значительному снижению световыходов первичных сцинтилляций в видимом и инфракрасном диапазоне.

Авторский вклад соискателя в статье 4 заключается в подготовке и проведении эксперимента, наборе и анализе данных, полученных с двухфазного криогенного детектора на основе аргона, где использовалась альтернативная схема считывания электролюминесцентного сигнала в видимом и инфракрасном диапазоне. Автор показал, что даже при использовании альтернативной схемы считывания, которая обеспечивает низкий световыход, можно найти

практическое применение детекторов такого типа в регистрации WIMP с массой более $10 \text{ ГэВ}/c^2$.

Авторский вклад соискателя в статье 5 заключается в подготовке и проведении эксперимента, наборе и анализе данных, полученных с криогенного детектора, работающего в однофазном или двухфазном режиме. Автор исследовал свойства первичных сцинтилляций в чистом аргоне и его смесях с метаном в видимом и инфракрасном диапазоне. В частности, впервые был измерен абсолютный световыход для рентгеновского излучения со средней энергией 25 кэВ и альфа-частиц с энергией 5.5 МэВ.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 132 страницы, включая 53 рисунка и 7 таблиц. Список литературы содержит 180 наименований.

Глава 1. Детекторы темной материи на основе сжиженных благородных газов (обзор)

1.1 Доказательства существования темной материи

Согласно современным научным представлениям, около 26 % плотности энергии во Вселенной является темной, т.е. не взаимодействует электромагнитным образом, однако проявляет себя в гравитационном взаимодействии [48–50].

Косвенным доказательством существования темной материи является вращение галактик в кластерах и звезд внутри галактик с большими скоростями, которые могли бы быть вызваны гравитационными силами от наблюдаемой массы [1; 2]. Это и другие доказательства наличия темной материи [3] дополняются данными по слабому [4] и сильному [5] гравитационному линзированию, данными о горячем газе в скоплениях [6], данными по наблюдению за скоплением Пуля (1E0657-558) [7] и за удаленными сверхновыми звездами [9; 10], данными по первичному нуклеосинтезу [8] и реликтовому излучению [11].

Однако природа темной материи не ясна. Поэтому прямые методы наблюдения взаимодействия частиц темной материи с обычным веществом могли бы прояснить эту природу.

1.2 Кандидаты на роль темной материи

Темную материю можно разделить на барионную и небарионную. К барионной темной материи относятся астрономические объекты, состоящие из обычного вещества (протонов, нейтронов), но не наблюдаемые по каким-то причинам. К таким объектам относятся астрофизические компактные объекты гало (massive astrophysical compact halo objects, MACHOs), которые могут представлять собой очень тусклые звезды, черные дыры, нейтронные звезды, коричневые карлики, красные карлики, белые карлики и другие массивные объекты, которые тяжело зарегистрировать. В 2000 году коллаборация MACHO при мониторинге 12 миллионов звезд в Большом Магеллановом облаке об-

наружила несколько событий микролинзирования, которые указывают, что МАСНОs с массой около половины массы Солнца могут объяснить 20 % массы гало галактики [51]. Более детальный анализ, проведенный коллаборацией EROS при мониторинге 55 миллионов звезд в Малом и Большом Магеллановых облаках, не подтвердил данные коллаборации МАСНО и показал, что МАСНОs с массами от $0.6 \cdot 10^{-7}$ до 15 масс Солнца не могут давать доминирующий вклад в темную материю [52]. Данные по первичному нуклеосинтезу также указывают, что МАСНОs не могут объяснить темную материю [53; 54], поскольку во время Большого взрыва не могло сформироваться достаточного количества барионов. Наконец, результаты наблюдений за реликтовым излучением [11] показывают, что большая часть темной материи должна быть небарионной.

К небарионной темной материи относятся первичные черные дыры [55–59] и множество типов элементарных частиц. Первичные черные дыры — это гипотетические черные дыры, которые сформировались не за счет гравитационного коллапса звезды, а из сверхплотной материи в момент начального расширения Вселенной. Считается, что первичные черные дыры образовались до нуклеосинтеза, поэтому являются небарионной материей. Множество ограничений указывают, что первичные черные дыры с массой от 10^{17} до 10^{22} грамм (окно астероидной массы) действительно могут объяснить темную материю [60]. Для получения ограничений в данном диапазоне масс могут использоваться будущие наблюдения в гамма и рентгеновском диапазонах.

Рассматривая частицы темной материи, стоит отметить, что не известна их масса, как они образовались и в каких взаимодействиях участвуют, помимо гравитационного. Однако накоплено довольно много информации об их коллективном воздействии на Вселенную. Исходя из этого, кандидаты на роль частиц темной материи должны удовлетворять некоторым общим ограничениям:

- Они не должны участвовать в сильном или электромагнитном взаимодействии.
- Они должны быть стабильными в космологических масштабах времени, чтобы сохраниться с момента рождения до текущего времени.
- Они должны были рождаться в ранней Вселенной до перехода из стадии радиационного доминирования к стадии доминирования вещества.
- Взятые вместе, все кандидаты на роль частиц темной материи должны иметь необходимую реликтовую плотность.

- Свойства скопления (кластеризации) частиц темной материи должны объяснять как крупномасштабные, так и мелкомасштабные структуры во Вселенной.

Обычные нейтрино из Стандартной модели ранее предлагались в качестве кандидатов на роль частиц темной материи. Однако такие нейтрино относятся к классу горячей темной материи, которая препятствует образованию галактик, разрушая мелкомасштабную структуру Вселенной и, следовательно, вступает в конфликт с наблюдаемой структурой Вселенной [61]. Более того, современные эксперименты по осцилляциям нейтрино и астрофизические наблюдения показывают, что обычные нейтрино имеют очень малые массы и, учитывая их известную плотность, могут давать вклад в энергетическую плотность Вселенной не более 1.6 % [62].

Наличие тяжелых нейтрино, например, стерильных нейтрино (не участвующих в слабом взаимодействии) с массой порядка кэВ, позволило бы объяснить большую часть темной материи [63;64]. Стерильные нейтрино обладают массой и могут смешиваться с обычными нейтрино, поэтому предполагается их обнаружить по отклонению детектируемого потока обычных нейтрино от ожидаемого. Однако ситуация с наблюдением стерильных нейтрино является неоднозначной. Так, в экспериментах LSND [65], MiniBooNE [66], BEST [67] и нескольких реакторных экспериментах [68] наблюдается отклонение от ожидаемого потока нейтрино, но множество других экспериментов (MicroBooNE [69], STEREO [70] и другие) не наблюдают подобных отклонений.

Теория Суперсимметрии расширяет Стандартную Модель путем включения в нее новых частиц и взаимодействий, в результате чего все бозоны приобретают суперсимметричный фермион-партнер, а все фермионы — бозон-партнер. В рамках данной теории возникает несколько кандидатов на роль частиц темной материи [49]. Один из кандидатов — нейтралино, являющееся легчайшей суперсимметричной частицей с массой 0.1–1 ТэВ. Другой кандидат — снейтрино, являющееся суперпартнером нейтрино. Однако снейтрино должны были очень быстро аннигилировать в ранней Вселенной и их реликтовая плотность оказаться довольно низкой, поэтому они не могут объяснить большую часть темной материи [71]. Еще одним кандидатом на роль частиц темной материи в рамках теории Суперсимметрии является гравитино [72] — суперсимметричный партнер гравитона, но данная частица относится к клас-

су горячей темной материи, которая, как обсуждалось выше, не соответствует наблюдениям.

Другой популярной теорией за рамками Стандартной модели является теория Печчеи-Квинн. Эта теория разрешает проблему сильного CP-нарушения и предсказывает легкую скалярную частицу — аксион. Основная особенность аксионов состоит в наличии у них константы связи с фотоном, благодаря чему аксионы могут распадаться на фотоны (обратный эффект Примакова) [73]. В ряде экспериментов используются радиочастотные резонаторы для поиска конверсии аксионов в микроволновое излучение в присутствии сильного магнитного поля. Эти эксперименты исключают аксионы с массой порядка единиц-десятков мкэВ как основных частиц темной материи [74; 75].

Существуют и более экзотические теории, которые объясняют темную материю через дополнительные пространственные измерения [76], сверхмассивную темную материю (WIMPZILLA) с массами $10^{12} - 10^{16}$ ГэВ [77], браноны [78], гравитационно взаимодействующие массивные частицы (GIMPs) [79], Q- и F-шары (нетопологические солитоны) [80; 81].

Популярной категорией кандидатов на роль частиц темной материи являются слабодействующие массивные частицы (Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs). В эту категорию входят частицы, обладающие слабым взаимодействием и имеющие относительно большую массу в диапазоне от 0.1 ГэВ до 1 ТэВ. На роль WIMPs обычно рассматриваются легчайшие суперсимметричные частицы, такие как нейтралино.

1.3 Методы регистрации WIMP

Предполагается, что помимо гравитационного взаимодействия с барионной материей (см. параграф 1.1), WIMP (X) возможно зарегистрировать посредством следующих реакций, где участвуют частицы Стандартной Модели (SM):

- Аннигиляция. $X + X \rightarrow SM + SM$. Если темная материя аннигилирует, то она может аннигилировать через реакцию, продукты которой будут зарегистрированы. Обычно эту реакцию ищут в массивных астрофизических объектах с высокой концентрацией темной материи.

Исследование аннигиляции позволило бы получить важные сведения о распределении темной материи. Сложность этого метода заключается в выделении сигнала от предполагаемой аннигиляции частиц темной материи на фоне других источников излучения.

- Рождение. $SM + SM \rightarrow X + X$. Ускорители частиц могут рождать темную материю в столкновениях энергичных частиц обычной материи. Поскольку частицы темной материи нельзя непосредственно зарегистрировать, ее наличие можно установить по недостающей энергии и импульсу в реакциях $SM + SM \rightarrow X + X + \{SM\}$, где $\{SM\}$ означает несколько частиц из Стандартной Модели. Обнаружение WIMP в ускорительных экспериментах позволило бы наиболее всесторонне изучить свойства этих частиц. Недостаток же этого метода заключается в том, что невозможно определить какой вклад образовавшиеся частицы вносят в темную материю во Вселенной.
- Рассеяние. $SM + X \rightarrow SM + X$. Темная материя может рассеиваться на обычной материи, выделяя энергию, которую можно зарегистрировать в чувствительном низкофоновом детекторе. Данная методика является прямым измерением, поскольку темная материя взаимодействует непосредственно с детектором. Прямая регистрация WIMP дала бы наиболее определенное доказательство того, что эти частицы ответственны за скрытую массу.

При рассеянии WIMP на веществе детектора образуется ядро отдачи, которое взаимодействует с окружающими атомами и теряет энергию по трем каналам: на сцинтилляцию (излучение фотонов), ионизацию (образование свободных электронов) и нагрев рабочего вещества детектора (увеличение кинетической энергии атомов и молекул). В отсутствие электрического поля в детекторе свободные электроны рекомбинируют с ионами (или дырками в полупроводниках) и ионизационный сигнал не наблюдается. В таком случае детектор регистрирует сцинтилляционный сигнал, используя фотодетекторы (эксперименты DAMA/LIBRA [12], COSINE-100 [15], ANAIS [17], DEAP-3600 [25]), или сигнал с температурных датчиков, регистрирующих нагрев рабочего вещества детектора (тепловой сигнал). Некоторые детекторы позволяют регистрировать сцинтилляционный и тепловой сигнал одновременно (эксперимент CRESST [82]).

Если в детекторе присутствует электрическое поле, то часть электронов может избежать рекомбинации и свободные электроны будут собраны на электроды, порождая ионизационный сигнал (эксперименты NEWS-G [83] и DAMIC [84]). Детекторы в экспериментах SuperCDMS [85] и EDELWEISS [86] позволяют регистрировать одновременно сцинтилляционный и тепловой сигнал.

При движении в достаточно сильном электрическом поле свободные электроны могут породить световой сигнал, вызванный процессом электролюминесценции. Такой подход используется в двухфазных (жидкость-газ) детекторах на основе благородных газов, где, как правило, регистрируется сигнал первичных сцинтилляций в жидкости и ионизационный сигнал при помощи электролюминесценции в газе (эксперименты LUX [13], XENON1T [14], DarkSide-50 [24] и PandaX-II [16]).

Регистрация одновременно нескольких каналов энергопотерь позволяет снизить энергетический порог детектора и уменьшить уровень фона. В случае, если детектор регистрирует только один из каналов энергопотерь, то для подавления фоновых событий может использоваться временная форма сигнала.

В таблице 1 показано многообразие детекторов темной материи, основанных на принципе регистрации ядер отдачи.

1.4 Принцип работы двухфазного детектора темной материи на основе аргона

Рассмотрим более детально устройство классического двухфазного детектора темной материи на основе аргона (см. рисунок 1.1).

Двухфазный детектор содержит жидкую и газовую фазу. При прохождении частицы через двухфазный детектор рассеяние преимущественно будет происходить в жидкой фазе, т.к. она имеет большую плотность, чем газовая.

В результате рассеяния частиц в детекторе образуются электроны отдачи или ядра отдачи, обозначаемые индексами “ee” (electron equivalent recoil) или “nr” (nuclear recoil). Электроны отдачи образуются в случае, если налетающая частица взаимодействует с атомом аргона через его электронную оболочку, что характерно для фотонов, электронов, альфа-частиц и т.д. Ядра отдачи

Таблица 1 — Детекторы темной материи

Эксперимент	Рабочее вещество	Масса рабочего вещества, кг	Канал регистрации	Ссылка
XENON1T	Xe	1042	Сцинтил. + иониз. (ЭЛ)	[14]
PandaX-II	Xe	364	Сцинтил. + иониз. (ЭЛ)	[16]
LUX	Xe	118	Сцинтил. + иониз. (ЭЛ)	[13]
DarkSide-50	Ar	46	Сцинтил. + иониз. (ЭЛ)	[24]
DEAP-3600	Ar	2000	Сцинтил.	[25]
SuperCDMS	Ge	12	Тепло + иониз.	[85]
EDELWEISS	Ge	4	Тепло + иониз.	[86]
CRESST	CaWO ₄	0.024	Сцинтил. + тепло	[82]
NEWS-G	Ne	0.3	Ионизация	[83]
DAMIC	Si	0.3	Ионизация	[84]
DAMA/LIBRA	NaI(Tl)	250	Сцинтил.	[12]
ANAIS	NaI(Tl)	112.5	Сцинтил.	[17]
COSINE-100	NaI(Tl)	106	Сцинтил.	[15]

возникают при взаимодействии налетающей нейтральной частицы (WIMP, нейтрона) с ядром аргона, которое уже затем передает эту энергию другим ядрам и электронным оболочкам. Как упоминалось в параграфе 1.3, электроны и ядра отдачи теряют свою энергию на излучение, ионизацию и нагрев рабочего вещества детектора. Для электронов и ядер отдачи соотношение между этими каналами потерь энергии будет различно. Далее будем рассматривать потери энергии только за счет излучения и ионизации, поскольку потери энергии на нагрев не регистрируются в двухфазных детекторах.

Световой сигнал, возникающий в области взаимодействия налетающей частицы с веществом детектора, называют сигналом S1 или первичными сцинтилляциями. Данный сигнал может возникнуть при снятии возбуждения атомов или молекул и рекомбинации атомарных или молекулярных ионов, образованных при прохождении ионизирующей частицы через вещество.

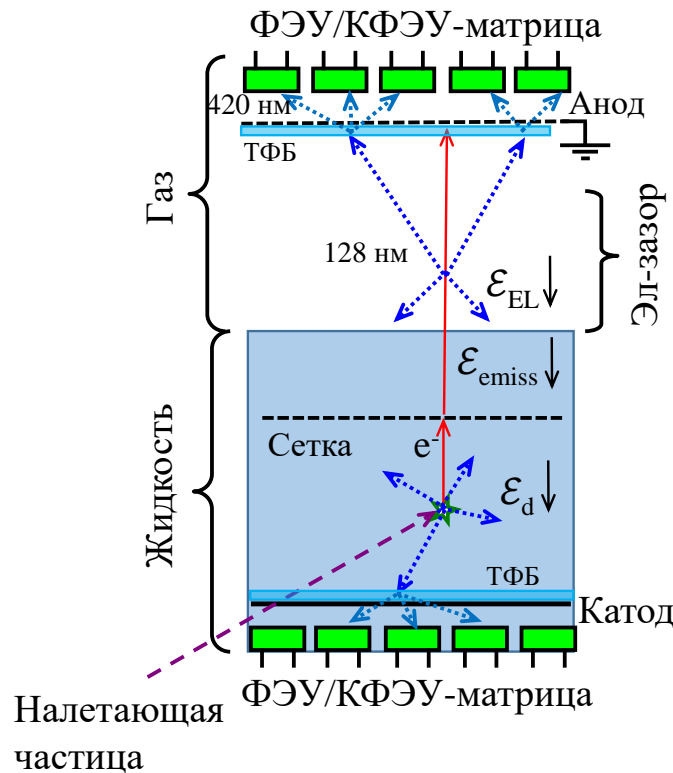


Рисунок 1.1 — Эксимерная (классическая) схема считывания двухфазных аргоновых детекторов с ЭЛ-зазором на ФЭУ/КФЭУ-матрицы. ϵ_d , ϵ_{emiss} и ϵ_{EL} — электрические поля в дрейфовом, эмиссионном и электролюминесцентном промежутках соответственно

Доминирующим механизмом первичных сцинтилляций в аргоне является эксимерный механизм с излучением вакуумного ультрафиолета (ВУФ) на длине волны 128 нм (см. подпараграф 1.7.1). При использовании только сигнала S1 можно добиться порога регистрации в несколько десятков кэВ_{nr} [25].

При приложении электрического поля к объему детектора часть электронов в электрон-ионных парах может избежать рекомбинации и попасть в газовую фазу, где при столкновении электронов с атомами газа при достаточно высоком электрическом поле возникает возбуждение и последующее высвечивание атомов или молекул аргона за счет эффекта электролюминесценции; такой тип сигнала называется сигналом S2 или электролюминесцентным сигналом. Доминирующим механизмом возникновения сигнала S2, как и сигнала S1, является механизм распада эксимеров с излучением на длине волны 128 нм (см. подпараграфы 1.7.1 и 1.7.4). Используя сигнал S2, энергетический порог регистрации может быть существенно снижен, до нескольких кэВ_{nr} [87], относительно детекторов с регистрацией только сигнала S1.

Еще большее снижение порога ожидается при регистрации вторичных процессов, вызванных эффектом Мигдала и тормозным излучением ядра [88]. Суть эффекта Мигдала заключается в возбуждении и ионизации атома в результате его поляризации, обусловленной задержкой движения электронного облака относительно движения ядра. Хотя эффект Мигдала наблюдался в альфа- [89] и бета-распадах [90], его до сих пор не обнаружили в процессах рассеяния [91]. Схожий, но еще более редкий эффект, тормозное излучение ядра, возникает при ускоренном движении ядра относительно электронной оболочки, что приводит к испусканию ядром фотона тормозного излучения.

Поскольку на транспорт электронов из жидкой фазы в газовую тратится определенное время, то сигнал S2 будет задержанным относительно сигнала S1. Разница по времени S2-S1 используется для нахождения z-координаты (вдоль электрического поля) точки взаимодействия ионизирующей частицы с жидкостью, что важно для подавления фона и оценки времени жизни электронов до захвата на электроотрицательных примесях. Также для подавления фона от бета- и гамма-излучения в двухфазных детекторах темной материи используется разделение между электронами и ядрами отдачи, основанное на анализе формы сигнала S1 или соотношения S2/S1. Однако стоит отметить, что регистрация сигнала S1 не является обязательной: в частности, при низких энергиях отдачи, когда сигнал S1 слишком слаб, эксперименты могут перейти в режим работы только с сигналом S2 [87; 92], хотя в таком режиме снижается способность к подавлению фоновых событий.

Сигналы S1 и S2 обычно регистрируются фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) [93] или кремниевыми фотоэлектронными умножителями (КФЭУ) [21], сгруппированными в матрицы и расположенными в верхней и нижней части двухфазного детектора (см. рисунок 1.1). Однако зарегистрировать свет в ВУФ напрямую довольно сложно, поскольку квантовая эффективность ФЭУ и КФЭУ в этом диапазоне длин волн стремится к нулю. Эта проблема решается с помощью сместителя спектра, который поглощает свет в ВУФ и переизлучает его с большей длиной волны. В роли сместителя спектра обычно используют тетрафенилбутадиен (ТФБ), переизлучающий свет в видимый диапазон за короткое время (\sim нс) с высокой эффективностью. Как правило, ТФБ напыляют на кварцевые или акриловые окна, расположенные перед матрицами ФЭУ или КФЭУ, а так же на боковую поверхность двухфазного детектора. Такую схему считывания сигналов S1 и S2 можно назвать

“классической”, поскольку именно она используется в большинстве современных двухфазных детекторов, или эксимерной из-за регистрации света от распада эксимеров.

Помимо ТФБ есть множество других сместителей спектра, однако они имеют различные недостатки [94]. Например, полиэтилен-нафталат не токсичен, имеет приемлемые механические, оптические и электрические свойства, однако его эффективность переизлучения примерно в два раза ниже, чем у ТФБ, при этом время переизлучения существенно больше — около 20 нс. Другой сместитель спектра, 1,4-Бис (2-метилстирил) бензол, обладает эффективностью и временем переизлучения сравнимым с ТФБ, однако гораздо более токсичный. Еще один сместитель спектра, *p*-Терфенил, обладает эффективностью и временем переизлучения сравнимым с ТФБ, но имеет максимум интенсивности переизлученного света на длине волны 350 нм, что плохо согласуется с кривой квантовой эффективности ФЭУ и КФЭУ. Также возможно использование неорганических сместителей спектра, например, азота (с переизлучением в видимый диапазон) [95] или ксенона (с переизлучением на длину волны 175 нм) [41], растворенных в аргоне. Однако добиться одновременного усиления S_1 и S_2 сигналов при добавке азота не получается: примесь азота действует как сместитель спектра в газообразной фазе для сигнала S_2 , но при этом гасит сигнал S_1 в жидкой фазе [96]. В случае примеси ксенона проблема заключается в том, что для эффективного переизлучения ВУФ в газообразной фазе необходимо иметь высокую концентрацию ксенона в жидкости ($\sim 1\%$), что может приводить к нестабильному световыходу из-за нестабильной концентрации ксенона [97].

Двухфазные детекторы на основе ксенона работают аналогичным образом, что и аргоновые детекторы. Отличие заключается в том, что в ксеноновых детекторах первичные сцинтилляции и электролюминесценция излучаются на длине волны 175 нм, которую можно зарегистрировать напрямую, не прибегая к использованию смесителей спектра.

Стоит отметить, что кроме двухфазного детектора на основе благородного газа (аргона или ксенона), в экспериментах по поиску темной материи используются также детекторы для подавления фона (вето детекторы). На рисунке 1.2 показаны детекторы эксперимента DarkSide-50 [98]. В центральной части расположен двухфазный детектор на основе аргона. Он окружен вето детектором нейтронов на основе жидкого сцинтиллятора (≈ 30 тонн жидкости), который регистрирует нейтроны с высокой эффективностью и позволяет в дальнейшем

отбросить подобные фоновые события. В свою очередь вето детектор нейтронов окружен черенковским вето детектором на основе чистой воды ($\approx 1000 \text{ м}^3$ жидкости), который позволяет отбрасывать фоновые события, вызванные черенковским излучением от быстрых заряженных частиц.

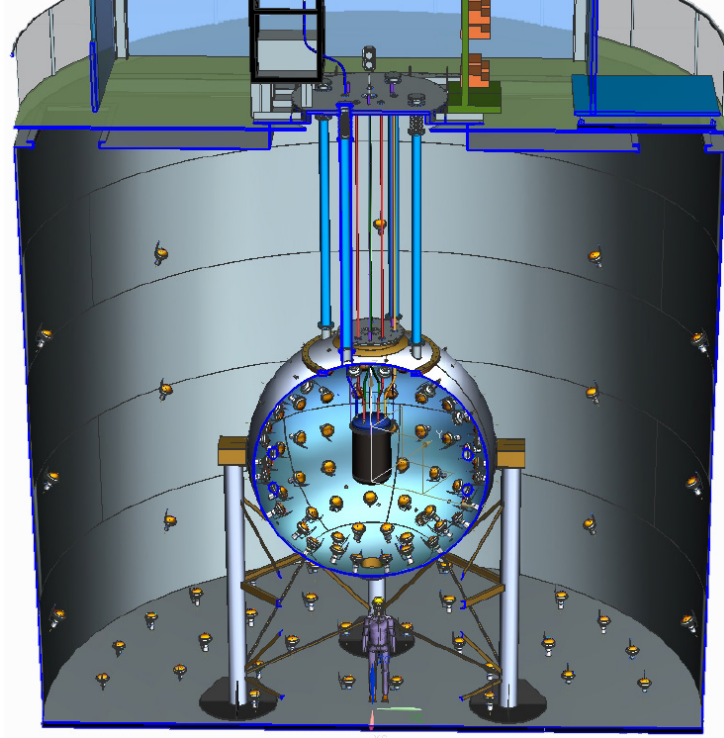


Рисунок 1.2 — Схема детектора в эксперименте DarkSide-50 [98]

1.5 Дифференциальная скорость счета WIMP

При прохождении Земли через гало темной материи ожидаемая скорость потока WIMP (в системе отсчета Земли) будет составлять несколько сотен километров в секунду. При таких скоростях WIMP должны преимущественно взаимодействовать с обычной материей через упругое рассеяние на ядрах, образуя ядра отдачи.

При взаимодействии WIMP (с массой m_X) с ядрами вещества детектора (с массой m_N) дифференциальная скорость счета описывается следующим выражением [99]:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_0}{m_X m_N} \int_{v_{min}}^{v_{max}} v f(v) \frac{d\sigma}{dE_R}(v, E_R) dv, \quad (1.1)$$

где E_R — энергия ядра отдачи, $\rho_0 \sim 0.4$ ГэВ/см³ [61] — локальная плотность WIMP, $d\sigma/dE_R$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния WIMP на ядре и $f(v)$ — распределение скоростей WIMP относительно детектора, нормированное на единицу.

В общем виде дифференциальное сечение упругого рассеяния WIMP на ядре можно представить как сумму спин-независимого и спин-зависимого сечения, которые обусловлены скалярным и аксиально-векторным взаимодействием соответственно. Спин-независимое сечение пропорционально квадрату числа нуклонов в ядре, в то время как спин-зависимое сечение зависит от полного углового момента ядра и среднего спина протонов и нейтронов в ядре. В случае скалярного взаимодействия для поиска WIMP перспективными оказываются детекторы, содержащие рабочее вещество с высоким атомным номером.

Движение Земли в галактической системе отсчета описывается следующим выражением [61]:

$$v = 220 (1.05 + 0.07 \cos[2\pi(t - t_m)]) \text{ [км/с]}, \quad (1.2)$$

где время исчисляется в годах, а t_m приблизительно соответствует началу июня. Благодаря движению Земли вокруг Солнца, распределение WIMP по скоростям относительно Земли, а значит, и скорость счета детектора (см. выражение (1.1)) будет зависеть от времени года. Наблюдая сезонные вариации в скорости счета детектора в подходящем энергетическом диапазоне, можно судить о регистрации WIMP.

В стандартной модели гало WIMP распределены изотропно, движутся хаотически и имеют максвелловское распределение по скоростям в галактической системе отсчета. В системе отчета детектора распределение по скоростям WIMP описывается более сложным выражением [100], полученным из максвелловского распределения при помощи преобразования Галилея.

Нижний предел интегрирования в выражении (1.1), v_{min} , определяется энергетическим порогом детектора: $v_{min} = \sqrt{E_R m_N / (2 \mu^2)}$, где $\mu = (m_N m_X) / (m_N + m_X)$ — приведенная масса. Верхний предел интегрирования, v_{max} , обусловлен наличием максимальной скорости около 544 км/с [101], выше которой WIMP покидают нашу Галактику. В свою очередь энергия ядра отдачи зависит от скорости (v_X) или энергии WIMP (E_X) следующим образом:

$$E_R \approx \frac{v^2 \mu^2}{m_N} (1 - \cos \theta) = \frac{2 E_X \mu^2}{m_X m_N} (1 - \cos \theta), \quad (1.3)$$

где θ — угол между начальным и конечным направлением движения рассеянного WIMP. При ожидаемой массе WIMP от $10 \text{ ГэВ}/c^2$ до $10 \text{ ТэВ}/c^2$ типичные энергии ядер отдачи будут составлять от 1 до 100 кэВ.

Ожидаемая скорость счета детектора при регистрации WIMP возрастает при снижении энергии ядра отдачи и описывается приближенно экспоненциальной зависимостью [102]. Эта особенность формы спектра указывает на необходимость создания детекторов с как можно более низким порогом регистрации.

1.6 Текущие результаты поиска WIMP и дальнейшее развитие детекторов темной материи

На рисунке 1.3 представлены текущие результаты исследований по поиску темной материи. Участки графика, находящиеся выше кривых, обозначают области параметров, где темная материя не была обнаружена. Согласно последним опубликованным данным, ни один из экспериментов не наблюдает достоверно темную материю.

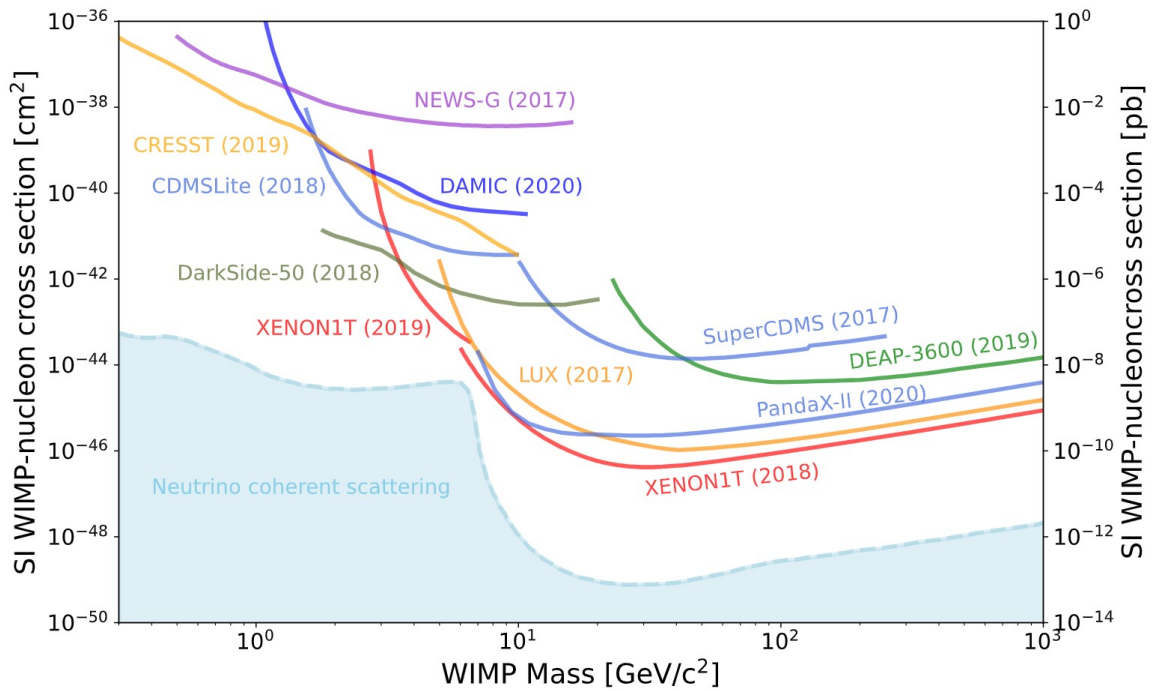


Рисунок 1.3 — Ограничение на сечение рассеяния WIMP (нормированное на один нуклон) в зависимости от массы WIMP для спин-независимого взаимодействия, полученное в разных экспериментах (доверительный уровень 90 %) [62]

Есть вероятность того, что темная материя будет обнаружена при увеличении чувствительности детекторов, чего можно добиться увеличением массы детектора (при одновременном снижении уровня фона) и снижением энергетического порога регистрации.

Среди всех типов детекторов ядер отдачи наиболее подходящим для масштабирования являются двухфазные детекторы на основе аргона и ксенона. Именно с этими детекторами на данный момент были получены самые низкие пределы на сечение в довольно широкой области масс WIMP, от 2 ГэВ/ c^2 до 1 ТэВ/ c^2 , поскольку двухфазные детекторы имеют не только высокую степень подавления фоновых событий, но и большую массу рабочего вещества детектора. Уже сейчас появляются новые данные для двухфазных детекторов PandaX-4T [18] (с массой ксенона 3.7 тонн) и LZ [19] (с массой ксенона 5.5 тонн), где масса рабочего вещества детектора была увеличена относительно предыдущих версий детекторов. В скором времени ожидаются результаты с детектора XENONnt [20] с массой ксенона 4 тонны, которая была увеличена в 4 раза относительно детектора XENON1t.

Несмотря на успешную работу детекторов на основе жидкого ксенона, дальнейшее увеличение масс детекторов ограничено высокой стоимостью и малыми объемами добычи ксенона. Для создания детекторов на основе жидкого аргона таких ограничений нет. Так, сейчас находится в процессе разработки детектор DarkSide-20k [21] на основе аргона с массой рабочего вещества в 20 тонн, который позволит получить самые низкие пределы на сечение для WIMP с массой от 20 ГэВ/ c^2 до 10 ТэВ/ c^2 (см. рисунок 1.4).

На рисунке 1.5 показана предполагаемая схема детектора в эксперименте DarkSide-20k. Принцип работы детектора в экспериментах DarkSide-20k и DarkSide-50 (см. рисунок 1.2) в основном является аналогичным: в центре расположен двухфазный детектор, который окружен вето детектором нейтронов на основе жидкого сцинтиллятора (≈ 250 тонн жидкости), и оба этих детектора расположены внутри черенковского вето детектора на основе чистой воды (≈ 2300 м³ жидкости). Из-за возросшей массы жидкого сцинтиллятора, который, как правило, является пожароопасным, рассматриваются более безопасные варианты реализации вето детектора нейтронов. При этом к вето детектору нейтронов предъявляются следующие требования: эффективность регистрации нейтронов выше 99 %, безопасность использования, сцинтилляционный выход более 8000 фотон/МэВ, время до захвата нейтронов ~ 20 мкс [21].

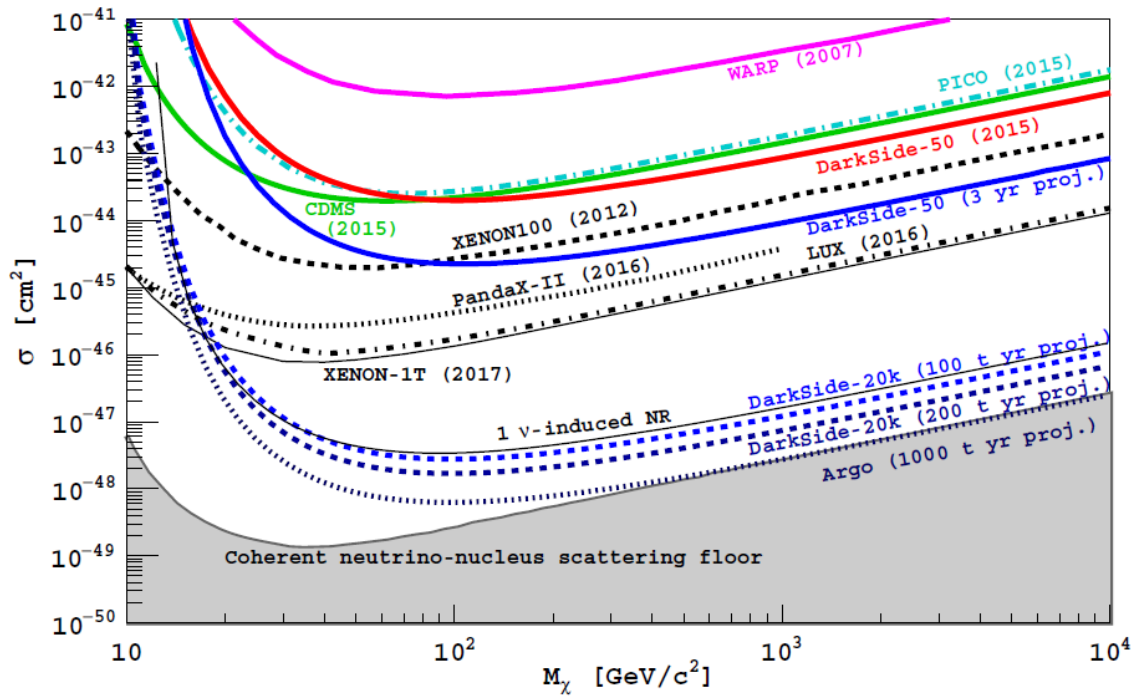


Рисунок 1.4 — Ограничение на сечение рассеяния WIMP (нормированное на один нуклон) при доверительном уровне 90% в зависимости от массы WIMP для спин-независимого взаимодействия как в уже реализованных, так и в планируемых экспериментах (DarkSide-20k и ARGO) [21]

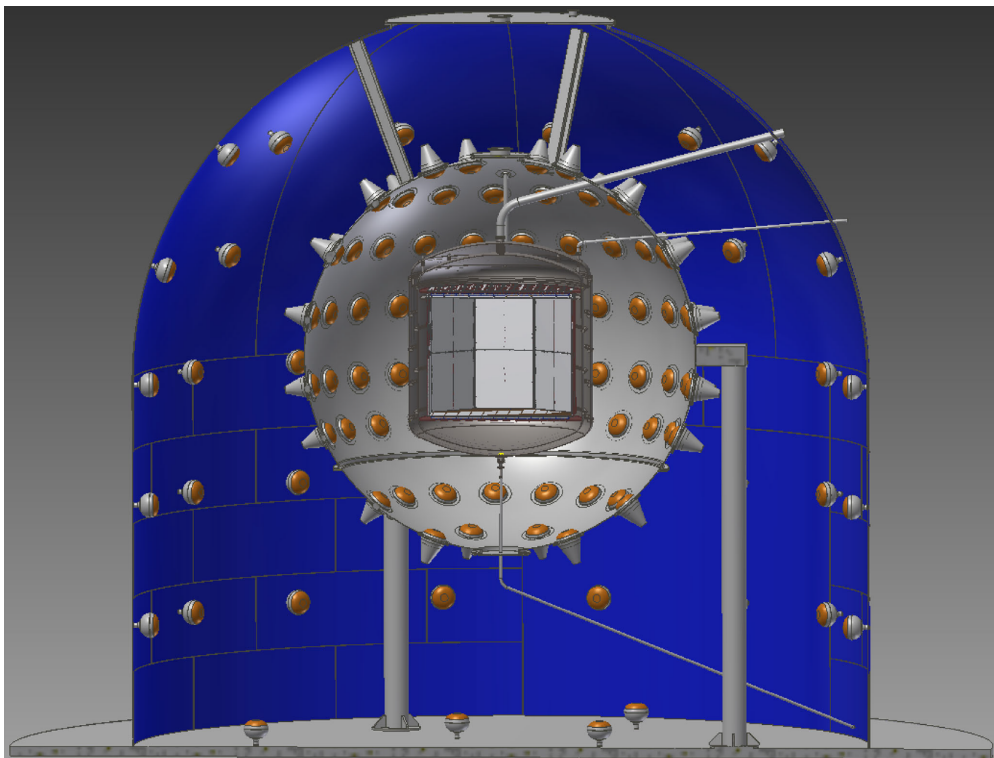


Рисунок 1.5 — Предполагаемая схема детектора в эксперименте DarkSide-20k [21]

В случае успешной реализации детектора DarkSide-20k планируется создание детектора ARGO [22] на основе аргона с массой рабочего вещества 300 тонн, который позволит достичь предельной чувствительности в широком диапазоне масс WIMP для детекторов ядер отдачи. Предельная чувствительность таких детекторов будет ограничена эффектом когерентного рассеяния солнечных или атмосферных нейтрино на веществе детектора [103]. Уровень фона от этого процесса, пересчитанный в сечение взаимодействия WIMP, показан на рисунках 1.3 и 1.4 закрашенной областью.

Таким образом, двухфазные детекторы на основе аргона являются перспективными детекторами для поиска WIMP с массой свыше 20 ГэВ/ c^2 .

1.7 Механизмы излучения в аргоне

Прежде чем перейти к способам регистрации частиц в двухфазных детекторах на основе аргона, остановимся подробнее на механизмах излучения в аргоне.

Как отмечалось выше, доминирующим механизмом первичных сцинтилляций является эксимерный механизм (см. подпараграф 1.7.1). В дополнение к эксимерному предполагается наличие механизма тормозного излучения электронов на нейтральных атомах (ТИН), который может идти даже в отсутствие возбужденных состояний (см. подпараграф 1.7.3), однако с гораздо меньшей интенсивностью, чем эксимерный механизм.

Как и в случае с первичными сцинтилляциями, доминирующим механизмом образования электролюминесцентного сигнала является эксимерный механизм. Другим механизмом с меньшей интенсивностью излучения является механизм атомарной электролюминесценции (см. подпараграф 1.7.2), который присутствует только в газовой фазе, но отсутствует в жидкости. Также электролюминесцентный сигнал может быть вызван механизмом ТИН, но интенсивность излучения в данном случае является самой низкой в сравнении с другими механизмами.

Характеристики электролюминесценции удобно описывать в терминах приведенного электрического поля (\mathcal{E}/N), которое определяется как отношение напряженности электрического поля (\mathcal{E}) к атомной плотности (N) и выража-

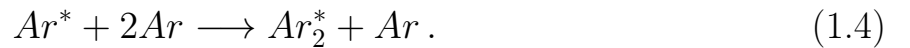
ется в Таунсендах (Тд). $1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В}\cdot\text{см}^2$, что соответствует 0.87 кВ/см в газообразном аргоне при давлении 1.00 атм и температуре 87.3 К .

Стоит отметить, что помимо приведенных выше механизмов излучения существует резонансный механизм излучения фотонов с длиной волны около 110 нм . Однако такое излучение интенсивно поглощается в жидком и газообразном аргоне [104], поэтому не может достигнуть фотодетекторов и, следовательно, не имеет практической ценности.

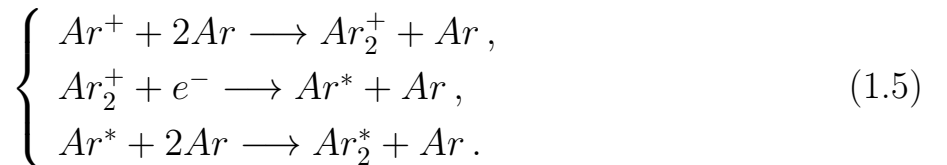
Поскольку многие механизмы излучения идут схожим образом в жидкости и газе, то для простоты описания процессов далее будем рассматривать жидкость как газ с высокой атомной плотностью.

1.7.1 Эксимерный механизм излучения

Первый способ образования эксимеров обусловлен тройными столкновениями возбужденных атомов в состоянии $3p^5 4s^1$ с атомами в основном состоянии, что приводит к формированию возбужденных молекул (эксимеров):



Второй способ образования эксимеров связан с тройными столкновениями ионов с атомами в основном состоянии, что приводит к образованию молекулярных ионов, которые рекомбинируют с электронами [23]. В результате рекомбинации образуются возбужденные атомы и дальнейшая реакция идет аналогично реакции (1.4) с образованием эксимеров:



В итоге в процессах (1.4) и (1.5) образуются эксимеры Ar_2^* , находящиеся в синглетном ($^1\Sigma_u^+$) или триплетном ($^3\Sigma_u^+$) состоянии (см. [105] про номенклатуру обозначений возбужденных молекулярных состояний). Далее эксимеры переходят в основное состояние ($^1\Sigma_g^+$), что сопровождается диссоциацией молекул и излучением фотонов в вакуумном ультрафиолете (ВУФ) со средней длиной волны 128 нм и шириной на полувывсоте 10 нм [106]:



Такое излучение является нерезонансным и покидает среду, поэтому может быть зарегистрировано. Механизм образования эксимеров в жидкой и газовой фазе аналогичен, однако время распада эксимеров отличается: в жидком аргоне оно составляет 7 нс и 1.6 мкс, а в газообразном аргоне 4.2 нс и 3.1 мкс для синглетного и триплетного состояния соответственно [95].

Эксимерный механизм является доминирующим для первичных сцинтилляций и для излучения, вызванного электролюминесценцией (см. параграф 1.4). Интенсивность первичных сцинтилляций меняется в диапазоне $10^4 - 5 \cdot 10^4$ фотон/МэВ в зависимости от типа и энергии зарегистрированной частицы [23; 107]. При наличии электрического поля в объеме детектора интенсивность первичных сцинтилляций снижается из-за уменьшения вероятности рекомбинации электронов с молекулярными ионами [108].

Как отмечалось выше, в аргоне эксимерный механизм идет через возбужденные состояния атомов $\text{Ar}^*(3p^5 4s^1)$ [109] (см. выражение (1.4)) с энергией около 12 эВ. Это проявляется в наличии порога электролюминесценции, около 4 Тд [34], ниже которого электроны не успевают набрать достаточную энергию между столкновениями с атомами для возбуждения состояния $3p^5 4s^1$.

1.7.2 Механизм атомарной электролюминесценции

При электрических полях свыше 5 Тд вступает в силу еще один механизм электролюминесценции, а именно, электролюминесценция в ближнем ИК диапазоне за счет переходов между возбужденными атомными состояниями [32; 38; 40; 109–111]: $\text{Ar}^*(3p^5 4p^1) \rightarrow \text{Ar}^*(3p^5 4s^1)$. Он имеет линейчатый спектр излучения в диапазоне от 700 до 850 нм [112] (см. рисунок 1.6). Возбужденные атомы $\text{Ar}^*(3p^5 4p^1)$ образуются дрейфующими электронами в электрон-атомных столкновениях. Этот механизм особенно заметен при еще более высоких полях, выше 30 Тд, где происходит лавинообразное умножение электронов, сопровождающееся вторичными сцинтилляциями (“лавинными сцинтилляциями”) [32; 33].

Стоит отметить, что излучение линейчатого спектра в ИК диапазоне является характерным только для газообразного аргона, поскольку в жидком аргоне отсутствует аналог возбужденного состояния $\text{Ar}^*(3p^5 4p^1)$ [95].

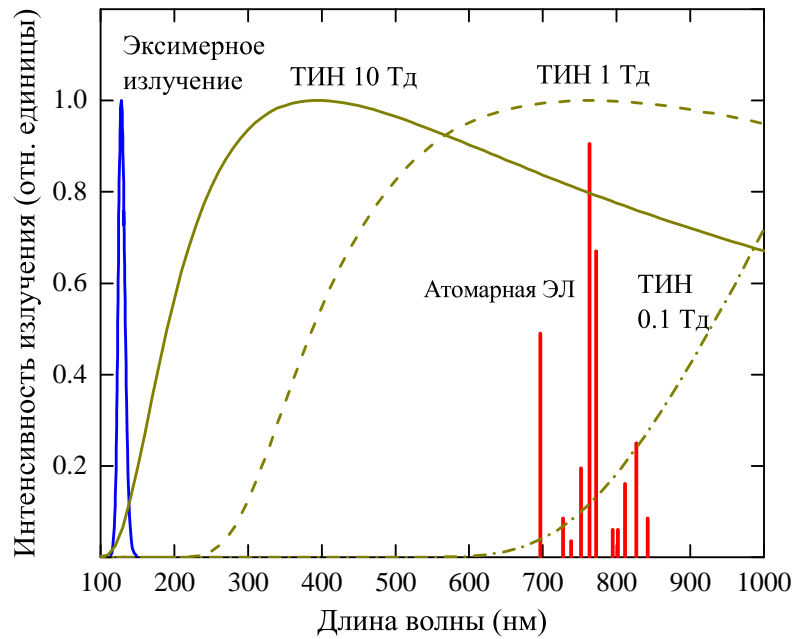


Рисунок 1.6 — Спектры излучения в газообразном аргоне для эксимерного механизма [113;114], механизма атомарной электролюминесценции [112] и механизма ТИН (при полях 0.1 Тд, 1 Тд и 10 Тд) [115]

1.7.3 Механизм тормозного излучения на нейтральных атомах

В дополнение к механизмам электролюминесценции, основанным на излучении эксимеров и возбужденных атомов, недавно был обнаружен механизм электролюминесценции, основанный на тормозном излучении при рассеянии дрейфующих электронов на нейтральных атомах (так называемое “тормозное излучение на нейтральных атомах”, ТИН) [34; 35; 116–118].

Было показано, что эффект ТИН может объяснить два необычных свойства пропорциональной электролюминесценции: испускание фотонов ниже порога возбуждения аргона и существенный вклад компоненты вне ВУФ в итоговый спектр. Электролюминесценция ТИН имеет непрерывный спектр излучения, простирающийся от ультрафиолета (УФ) до видимого и ближнего ИК диапазона: см. рисунок 1.6. Основной вклад в эффект ТИН в видимом и ближнем ИК диапазоне дают электроны с энергией 1–10 эВ. Характерное время процесса ТИН при рассеянии электрона на одиночном атоме составляет менее 1 пс. Полная длительность излучения за счет эффекта ТИН в пропорциональной электролюминесценции определяется временем прохождения электронов через электролюминесцентный зазор.

Предполагается, что эффект ТИН присутствует не только в случае электролюминесценции (сигнал S2), но и в первичных сцинтилляциях (сигнал S1). Последний процесс пока плохо изучен из-за низкого световыхода, находящегося на уровне около 500 фотон/МэВ [40]. Полная длительность излучения за счет эффекта ТИН в первичных сцинтилляциях будет определяться временем торможения электронов в среде до энергии около 1 эВ, что занимает характерное время порядка нескольких наносекунд. Выбор порога электронов около 1 эВ объясняется тем, что электроны меньшей энергии будут приводить к излучению фотонов с длиной волны более 1000 нм, которые на практике сложно зарегистрировать.

1.7.4 Сравнение механизмов электролюминесценции в аргоне

На рисунке 1.6 показаны спектры излучения для эксимерного механизма в первичных сцинтилляциях, механизма атомарной электролюминесценции и механизма ТИН при электролюминесценции. В случае эксимерного механизма излучения спектр фотонов почти не отличается для жидкого и газообразного аргона [113; 114]. Механизм атомарной электролюминесценции с линейчатым спектром характерен только для газообразного состояния аргона. В случае механизма ТИН показан спектр излучения для электролюминесценции в газе при полях 0.1 Тд, 1 Тд и 10 Тд [115]; как можно заметить, при уменьшении электрического поля спектр излучения смещается в инфракрасную часть спектра.

На рисунке 1.7 представлены экспериментальные данные по приведенному выходу электролюминесценции в газообразном аргоне для всех известных механизмов электролюминесценции: для электролюминесценции ТИН в диапазоне 0–1000 нм, измеренной при 87 К [35]; для эксимерной электролюминесценции в ВУФ, идущей через состояние $\text{Ar}^*(3p^5 4s^1)$ и измеренной при 87 К [35] и при 293 К [119]; для электролюминесценции в ближнем ИК диапазоне (атомарная электролюминесценция), идущей через состояние $\text{Ar}^*(3p^5 4p^1)$, измеренной при 163 К [38]. Электролюминесценция в газообразном аргоне при поле ниже 4 Тд идет за счет эффекта ТИН, при поле свыше 4 Тд доминирует эксимерный механизм излучения, а при поле свыше 5 Тд становится заметен вклад атомарной электролюминесценции.

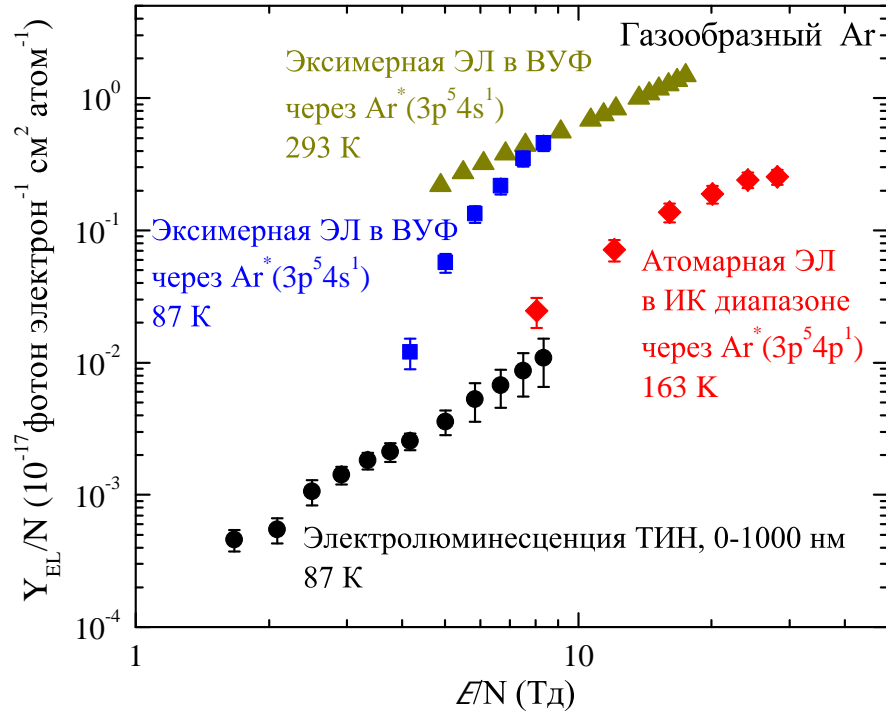


Рисунок 1.7 — Компиляция экспериментальных данных по приведенному выходу электролюминесценции в аргоне для всех известных механизмов электролюминесценции: для электролюминесценции ТИН в диапазоне 0–1000 нм при 87 К [35], для эксимерной электролюминесценции в ВУФ при 87 К [35] и при 293 К [119], для электролюминесценции в ближнем ИК диапазоне при 163 К [38]

1.8 Альтернативная схема регистрации света в двухфазных детекторах

Несмотря на то, что схема регистрации света, основанная на эксимерном излучении, широко используется в современных двухфазных детекторах темной материи, она не лишена недостатков. При создании масштабных детекторов темной материи на основе аргона все большую роль будет играть поглощение первичных сцинтилляций в ВУФ, поскольку длина поглощения ВУФ в жидком аргоне при наличии даже незначительных по концентрации примесей существенно снижается и становится порядка метра [30; 31]. Другая особенность регистрации ВУФ заключается в том, что необходимо использовать сместитель спектра, в роли которого обычно выступает ТФБ. Однако ТФБ может быть нестабильным на больших временных масштабах, в частности, из-за его растворения в жидком аргоне [28] и отслаивания от подложки в криогенных

условиях [29]. Другая известная проблема связана с трудностями в достижении однородного уровня нанесения сместителя спектра на большую площадь детектора.

Помимо эксимерной схемы считывания в рамках данной диссертационной работы был предложен альтернативный подход, который не использует сместитель спектра в детекторе. В первом варианте [34], основанном на электролюминесценции ТИН, электролюминесцентный зазор (ЭЛ-зазор) считывается напрямую в видимом и ближнем ИК диапазонах с использованием КФЭУ-матрицы, расположенной непосредственно над ЭЛ-зазором (см. рисунок 1.8 (слева)).

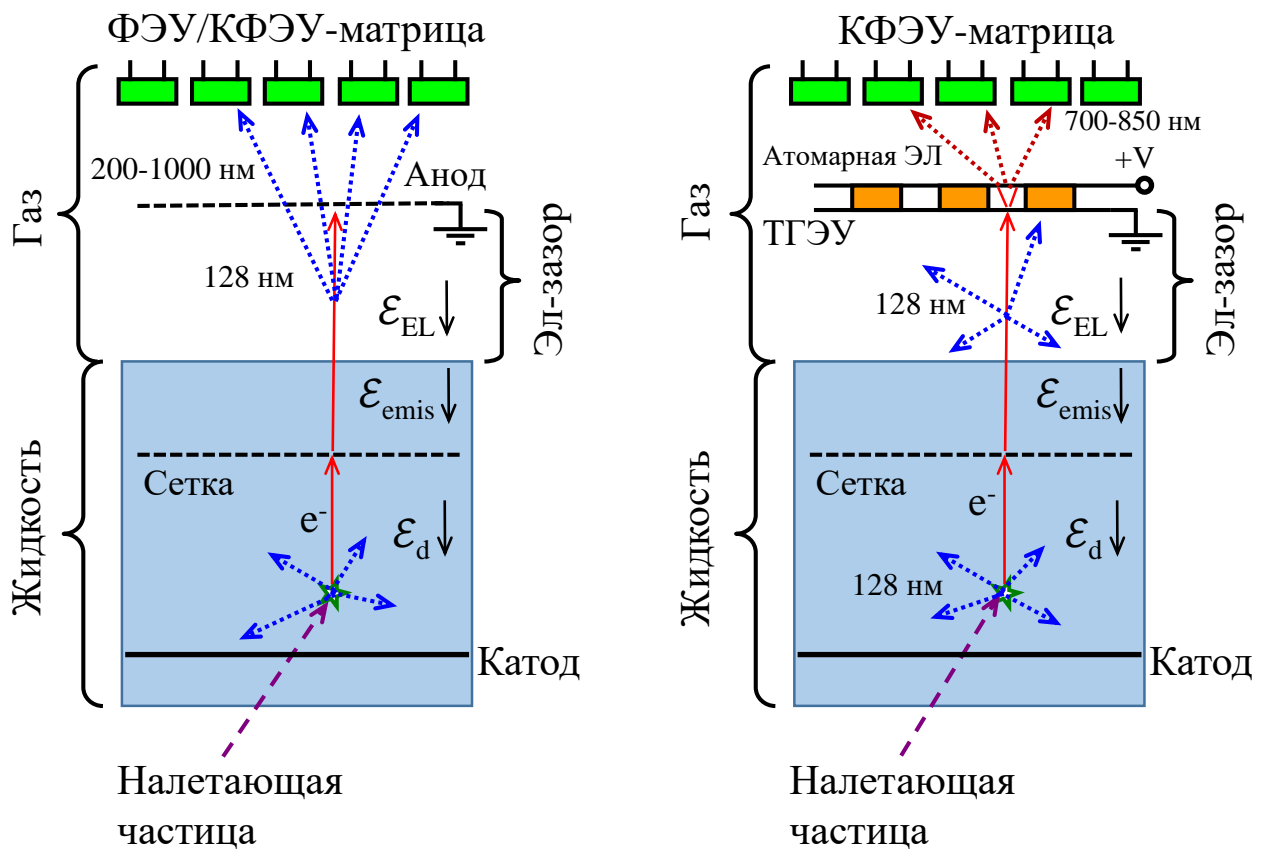


Рисунок 1.8 — Два варианта альтернативной схемы считывания двухфазных аргонных детекторов с ЭЛ-зазором на КФЭУ-матрицу, предложенные в [34;38] и экспериментально изученные в данной работе: вариант с КФЭУ-матрицей, расположенной над ЭЛ-зазором (“прямое считывание на КФЭУ-матрицу”) (слева), и вариант комбинированного умножителя ТГЭУ/КФЭУ-матрица, расположенного над ЭЛ-зазором (“считывание на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу”) (справа). \mathcal{E}_d , \mathcal{E}_{emis} и \mathcal{E}_{EL} — электрические поля в дрейфовом, эмиссионном и электролюминесцентном промежутках соответственно

В этом варианте, далее именуемым “прямое считывание на КФЭУ-матрицу”, при высоких электрических полях (превышающих 5 Тд) энергетический порог регистрации частиц по сигналу S2 будет выше, чем порог в эксимерной (классической) схеме считывания, поскольку при таких значениях поля световыход электролюминесценции ТИН ниже, чем у обычной электролюминесценции: см. рисунок 1.7. С другой стороны, для более низких приведенных электрических полей, от 4 до 5 Тд, отклик ФЭУ и КФЭУ на электролюминесценцию ТИН может быть сопоставим с откликом эксимерной электролюминесценции, зарегистрированной с помощью сместителя спектра [34]. Это связано с тем, что электролюминесценция ТИН регистрируется в основном напрямую благодаря излучению части спектра в видимом и ближнем ИК диапазонах и, таким образом, практически без потерь. В то же время эксимерная электролюминесценция регистрируется со значительным уменьшением потока фотонов после переизлучения сместителем спектра, где фактор подавления может достигать 15–20 [34] (при отсутствии оптического контакта между сместителем спектра и КФЭУ).

Во втором варианте [38; 40] (см. рисунок 1.8 (справа)), далее именуемым “считывание на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу”, ЭЛ-зазор считывается с использованием комбинированного умножителя ТГЭУ/КФЭУ-матрица. Комбинированный умножитель состоит из толстого газового электронного умножителя (ТГЭУ) [120] с оптическим считыванием на КФЭУ-матрицу, расположенной над ЭЛ-зазором, причем ТГЭУ работает в режиме лавинного усиления электронов. Соответственно, КФЭУ-матрица регистрирует в основном свет от атомарной электролюминесценции в ближнем ИК диапазоне из отверстий ТГЭУ, а не электролюминесценцию из ЭЛ-зазора. В этом случае порог регистрации по сигналу S2 может быть значительно снижен по сравнению с прямым считыванием на КФЭУ-матрицу.

Глава 2. Описание экспериментальной установки

На рисунке 2.1 представлена фотография экспериментальной установки, которая состояла из нескольких подсистем:

- криостата, состоящего из внутренней и внешней камеры;
- источников рентгеновского и гамма-излучения;
- криогенно-вакуумной системы;
- системы питания и сбора данных.

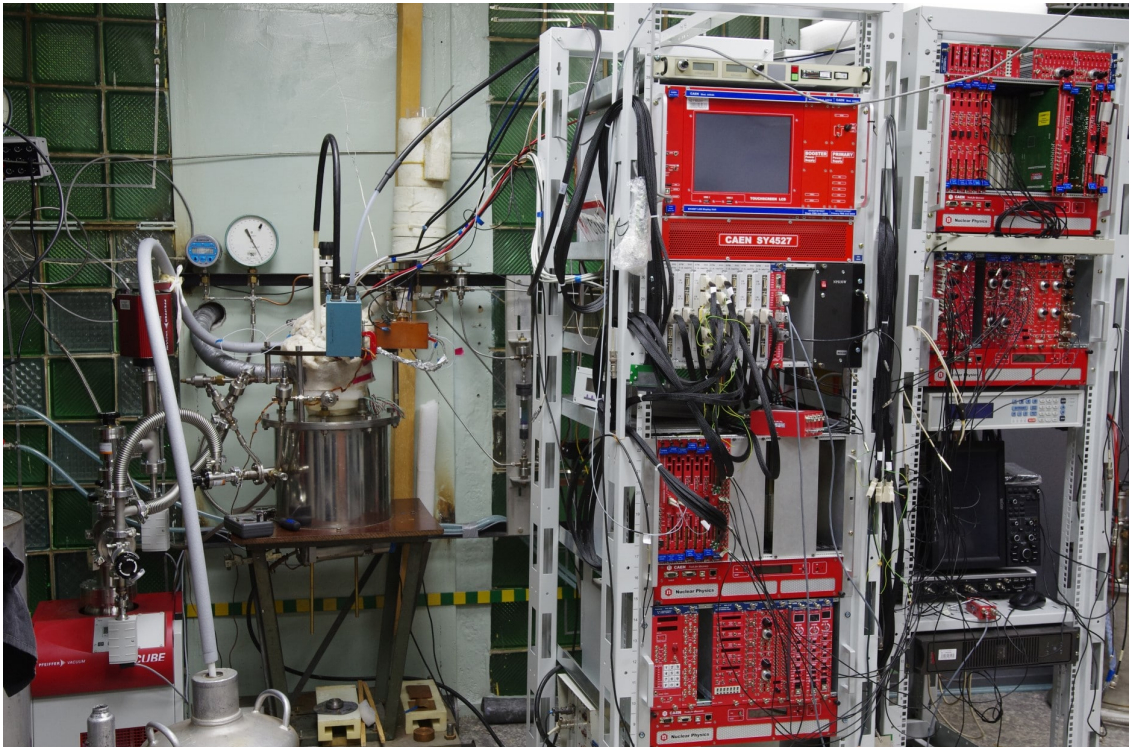


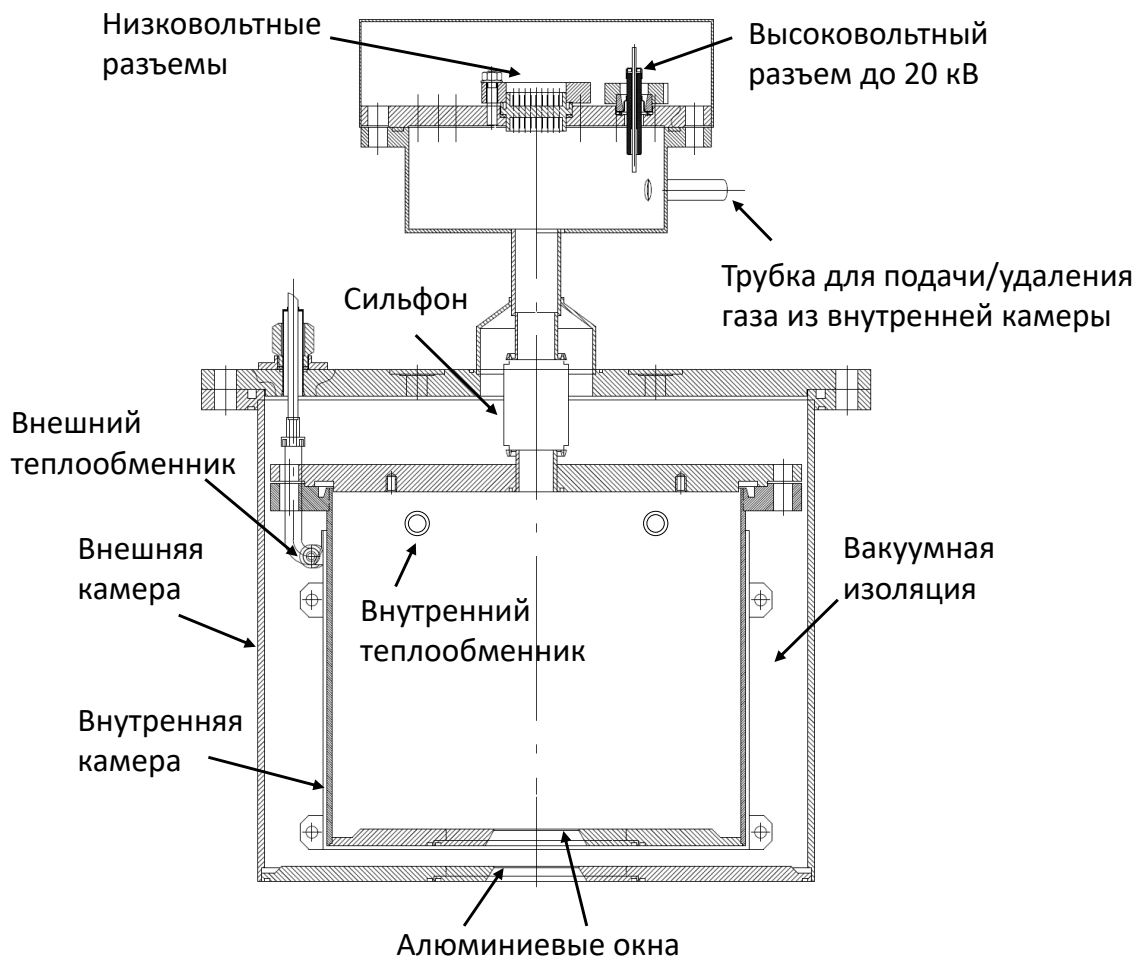
Рисунок 2.1 — Фотография экспериментальной установки

В процессе работы использовалось несколько модификаций экспериментальной установки. В первом цикле измерений для изучения электролюминесценции в видимом диапазоне и координатного разрешения детектора использовался двухфазный криогенный детектор на основе аргона. Во втором цикле измерений для изучения первичных сцинтилляций в видимом диапазоне детектор был модифицирован и использовался как в двухфазном, так и однофазном режимах, с использованием не только чистого аргона, но и аргон-метановой смеси с содержанием метана от 140 ppm до 10% (молярная концентрация).

В последующих параграфах будут подробно рассмотрены подсистемы экспериментальной установки и указаны отличия для первого и второго цикла измерений.

2.1 Конструкция криостата

Конструкция криостата представлена на рисунке 2.2.



Внутренняя камера имела диаметр 24 см и высоту 20 см, что обеспечивало вместимость 9 литров. Во время измерений камера заполнялась 2.3–2.6 или 3.5 литрами сжиженного газа для работы детектора в двухфазном или однофазном режиме соответственно. Во внутренней камере криостата располагались детекторы, позволяющие регистрировать свет и заряд, образующиеся при прохождении ионизирующих частиц через активное вещество детектора.

Далее в тексте для удобства внутренняя камера криостата и её содержимое будут называться криогенным детектором.

Внутренняя и внешняя камеры были изготовлены из нержавеющей стали толщиной 3 мм. Чтобы иметь возможность облучать активное вещество детектора внешними источниками рентгеновского и гамма-излучения с низкой энергией (десятки кэВ), дно внутренней и внешней камеры было изготовлено из биметалла (сталь-алюминий), в которых фрезеровкой были сделаны входные окна из алюминия диаметром 50 мм и толщиной 1 мм (см. рисунок 2.3а).

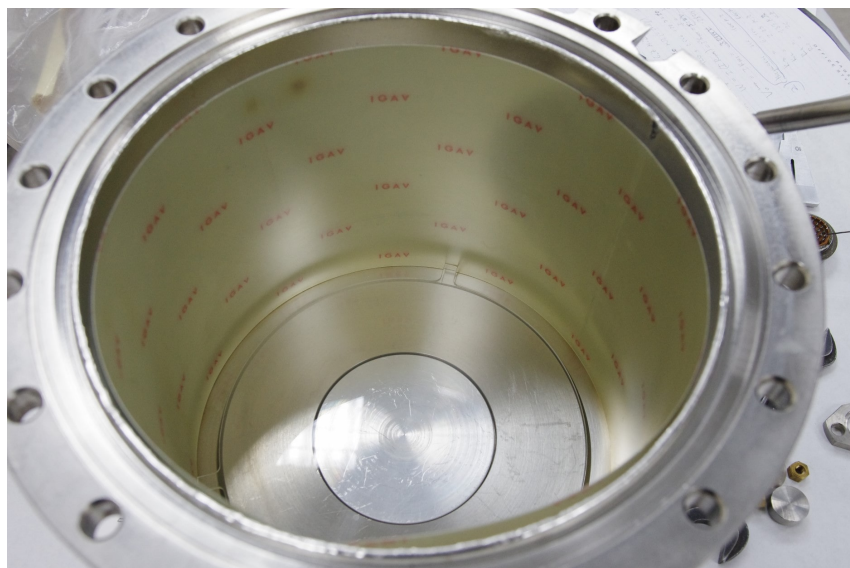
Кабели для подачи напряжения и съема сигнала с детекторов выходили из внутренней камеры через сильфон и попадали в верхнюю часть наружной камеры (фланец), где были установлены специальные вакуумные разъемы (см. рисунок 2.3б). Также в верхней части наружной камеры располагалась трубка для подачи или удаления газа из внутренней камеры.

Для поддержания активного вещества детектора в жидком состоянии внутренняя камера охлаждалась при помощи двух теплообменных трубок, по которым протекал жидкий азот. Одна трубка располагалась в верхней части внутренней камеры (см. рисунок 2.3в), а другая — между внутренней и внешней камерой (см. рисунок 2.3г). Также пространство между камерами было заполнено суперизоляцией на основе многослойных алюминизированных майларовых пленок, а воздух откачан до давления $\sim 10^{-5}$ мбар.

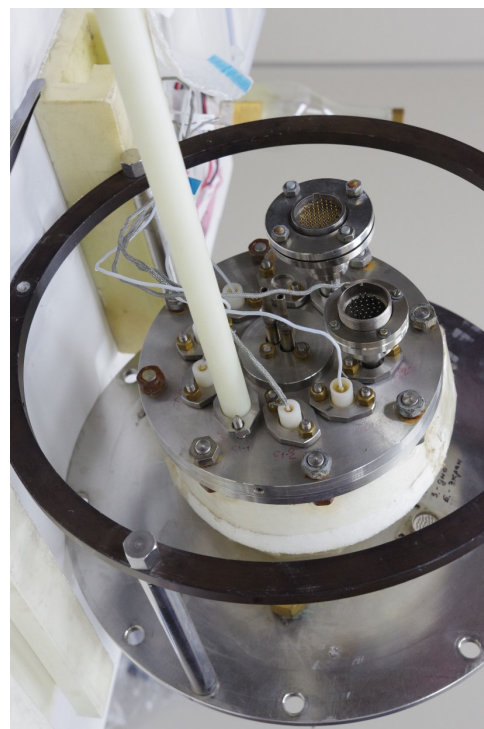
2.2 Криогенный детектор в первом цикле измерений

В данном параграфе будет описан криогенный детектор в первом цикле измерений, использовавшийся для изучения электролюминесценции в видимом диапазоне и координатного разрешения детектора. На рисунке 2.4 показан схематичный вид криогенного детектора (не в масштабе).

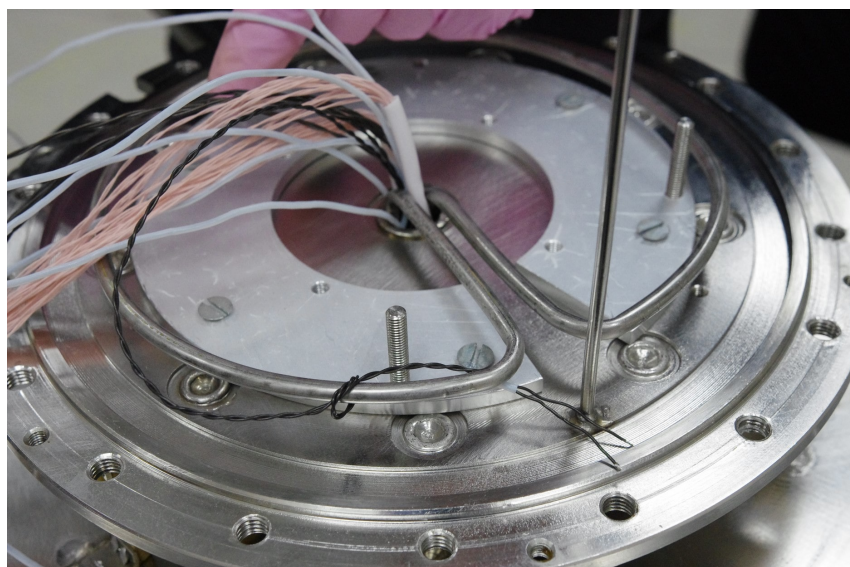
Криогенный детектор был заполнен 2.3 литрами жидкого аргона и работал в двухфазном режиме при давлении насыщенного пара 1.00 атм и температуре жидкости 87.3 К [121] (процедура сжижения газа описана в параграфе 2.4). Детектор представлял собой время-проекционную камеру, состоящую из дрейфового зазора (d_{drift} , толщиной 48 мм) и области электронной эмиссии (d_{emiss} , толщиной 4 мм) в жидкой фазе, а также электролюминесцент-



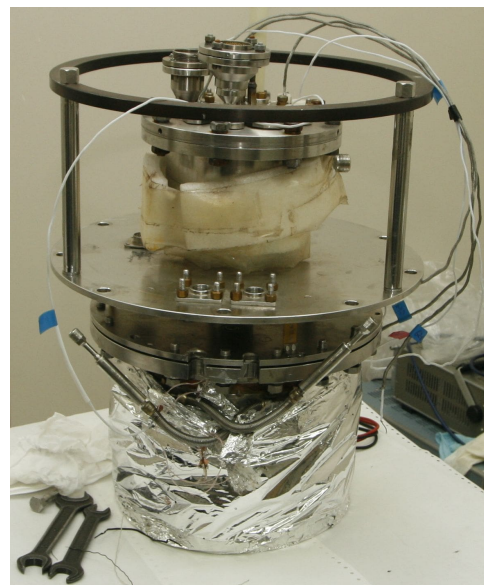
а)



б)



в)



г)

Рисунок 2.3 — Фотографии криостата в процессе сборки: а) тонкое алюминиевое окно по центру внутренней камеры для пропускания низкоэнергетичного рентгеновского и гамма-излучения, б) низковольтные и высоковольтные вакуумные разъемы для питания криогенного детектора и съема сигналов, в) верхняя часть внутренней камеры, на которой расположена теплообменная трубка, г) внутренняя камера с наружной теплообменной трубкой, покрытой суперизоляцией

ного зазора (d_{EL} , толщиной 18 мм) в газовой фазе. Чтобы сформировать эти области, использовались электроды из ТГЭУ. Все электроды имели одинаковую

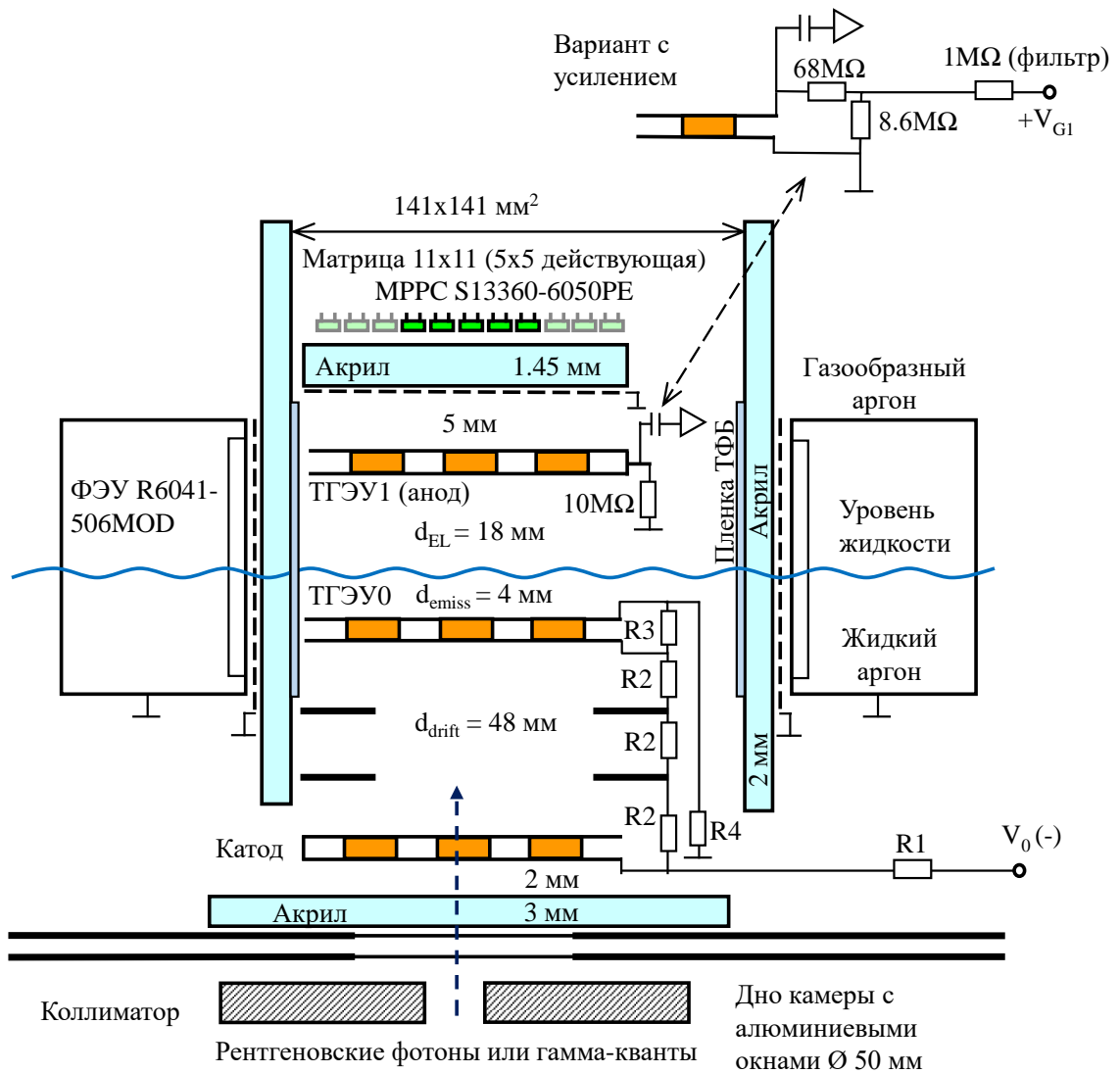


Рисунок 2.4 — Схема криогенного детектора в первом цикле измерений. Линии электрического поля в ТРС показаны в [122]

активную площадь $10 \times 10 \text{ см}^2$. Геометрические параметры ТГЭУ были следующими: толщина диэлектрика (FR-4) — 0.4 мм, шаг отверстий — 0.9 мм, диаметр отверстий — 0.5 мм и кромка отверстия — 0.1 мм, оптическая прозрачность при нормальном падении — 28 %.

Область дрейфа была образована катодом, полеформирующими электродами и ТГЭУ0, погруженными в слой жидкости. Полеформирующие электроды были изготовлены из ТГЭУ, в которых были вырезаны отверстия размером $10 \times 10 \text{ см}^2$. Область электронной эмиссии была образована ТГЭУ0 и поверхностью жидкости. На ТГЭУ0 напряжение подавалось таким образом, чтобы обеспечить прохождение дрейфующих электронов из области дрейфа в область электронной эмиссии: электроны последовательно дрейфовали из области более низкого в область более высокого электрического поля. Эффективность

прохождения электронов, определяемая напряжением на ТГЭУ0 и его геометрическими параметрами, была рассчитана в [122] и составила $62\% \pm 1\%$. Электролюминесцентный зазор был образован поверхностью жидкости и ТГЭУ1. ТГЭУ1 был расположен в газовой фазе над жидкостью и функционировал либо как анод электролюминесцентного зазора (заземленный через сопротивление), либо в качестве элемента электронного умножения комбинированного умножителя ТГЭУ/КФЭУ-матрица (т.е. работал в режиме лавинного усиления), расположенного над ЭЛ-зазором — в таком случае анодом являлась верхняя обкладка ТГЭУ1.

Напряжение на катод, полеформирующие электроды и ТГЭУ0 подавалось от высоковольтного источника Spellman SL100N150 через делитель (сопротивления $R_2 = 40$ МОм, $R_3 = 4$ МОм, $R_4 = 600$ МОм), расположенный внутри криогенной камеры в жидкости. Для снижения уровня пульсаций в цепь питания был добавлен RC-фильтр (с сопротивлением $R_1 = 80$ МОм), расположенный снаружи детектора при комнатной температуре. Учитывая сопротивление делителя, RC-фильтра фильтра и толщину зазоров между электродами, электрические поля в детекторе зависели следующим образом от напряжения на высоковольтном источнике (V_0):

$$\mathcal{E}_{drift} = \frac{V_0}{d_{drift}} \cdot \frac{3R_2}{\sum R} \quad (2.1)$$

$$\mathcal{E}_{emiss} = \mathcal{E}_{EL}/\varepsilon_{LAr} \quad (2.2)$$

$$\mathcal{E}_{EL} = \frac{V_0}{d_{emiss}/\varepsilon_{LAr} + d_{EL}/\varepsilon_{GAr}} \cdot \frac{R_4}{\sum R}, \quad (2.3)$$

где \mathcal{E}_{drift} , \mathcal{E}_{emiss} и \mathcal{E}_{EL} — электрические поля в дрейфовом, эмиссионном и электролюминесцентном промежутках соответственно, $\sum R = R_1 + 3R_2 + R_3 + R_4 = 804$ МОм — суммарное сопротивление делителя и RC-фильтра, $\varepsilon_{GAr} = 1$ и $\varepsilon_{LAr} = 1.505$ [123] — диэлектрические проницаемости газообразного и жидкого Ar соответственно. В ходе эксперимента максимальное значение напряжения на источнике питания поднималось до 20 кВ, что соответствовало $\mathcal{E}_{drift} = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{emiss} = 4.80$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.23$ кВ/см (8.39 Тд).

При работе в режиме лавинного усиления на верхнюю обкладку ТГЭУ1 подавалось положительное напряжение (см. вставку на рисунке 2.4) при помощи высоковольтного источника CAEN N471. Напряжение между обкладками

ТГЭУ1 (V_{THGEM1}) и напряжение источника (V_{G1}) были связаны следующим образом: $V_{THGEM1} = V_{G1} \cdot \frac{8.6}{8.6+1}$. Сопротивление 68 МОм не влияло на напряжение V_{THGEM1} , однако оно было необходимо для ограничения тока в цепи в случае пробоя ТГЭУ1.

Для регистрации светового сигнала использовалась сборка ФЭУ и КФЭУ-матрица. Сборка ФЭУ представляла собой четыре ФЭУ, которые располагались по периметру ЭЛ-зазора и были электрически изолированы от него акриловым коробом. Три из четырех ФЭУ были сделаны чувствительными к ВУФ при помощи ТФБ-пленок (на основе ТФБ в полистирольной матрице [124]), нанесенных перед ФЭУ на внутреннюю поверхность короба, обращенную к ЭЛ-зазору. КФЭУ-матрица располагалась в верхней части криогенного детектора, причем свет попадал на неё через отверстия ТГЭУ1 и акриловую пластину, которая использовалась в качестве дополнительной электрической изоляции. КФЭУ-матрица была нечувствительна в ВУФ, поскольку свет, переизлученный сместителем спектра, поглощался ТГЭУ1.

Сборка ФЭУ (см. рисунок 2.5) и КФЭУ-матрица (см. рисунок 2.6б) были защищены от электрических полей криогенного детектора с помощью заземленных металлических сеток перед ними. Независимость их коэффициентов усиления от электрического поля была подтверждена экспериментально. Более подробное описание характеристик сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы приведено в параграфе 2.5.

На рисунке 2.6 показан процесс сборки криогенного детектора для первого цикла измерений: а) установка КФЭУ-матрицы размером 11×11 элементов, б) установка изолирующей пластины с заземляющими проволоками перед КФЭУ-матрицей, в) установка ТГЭУ1, г) установка ТГЭУ0 и полеформирующих электродов, д) установка катода и высоковольтного делителя, е) установка сборки ФЭУ. Для удобства монтажа криогенный детектор был перевернут в процессе сборки.

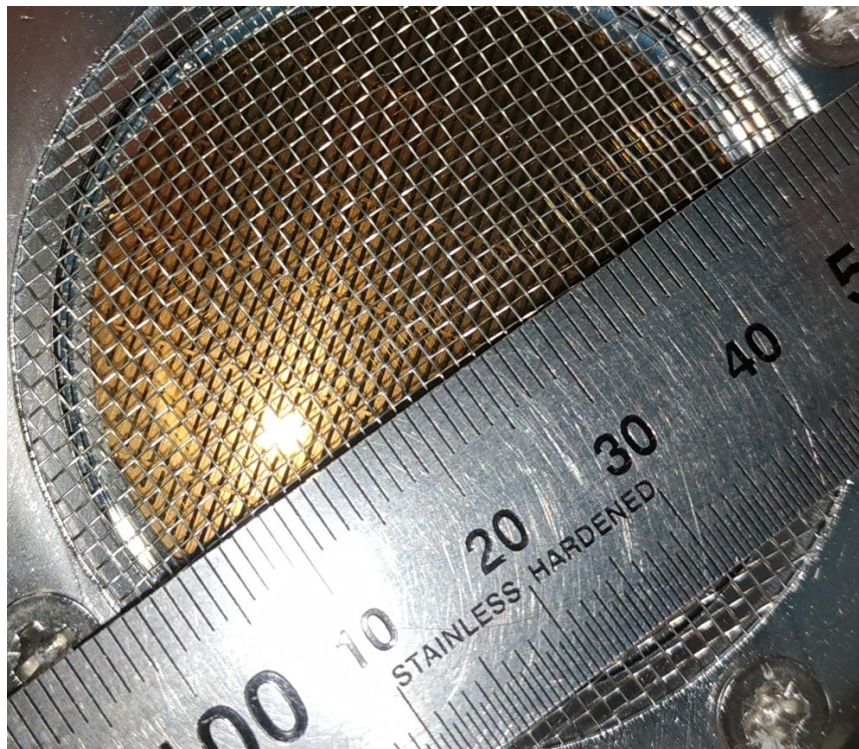


Рисунок 2.5 — Фотография ФЭУ с установленной перед ним заземленной металлической сеткой для защиты ФЭУ от электрического поля в криогенном детекторе

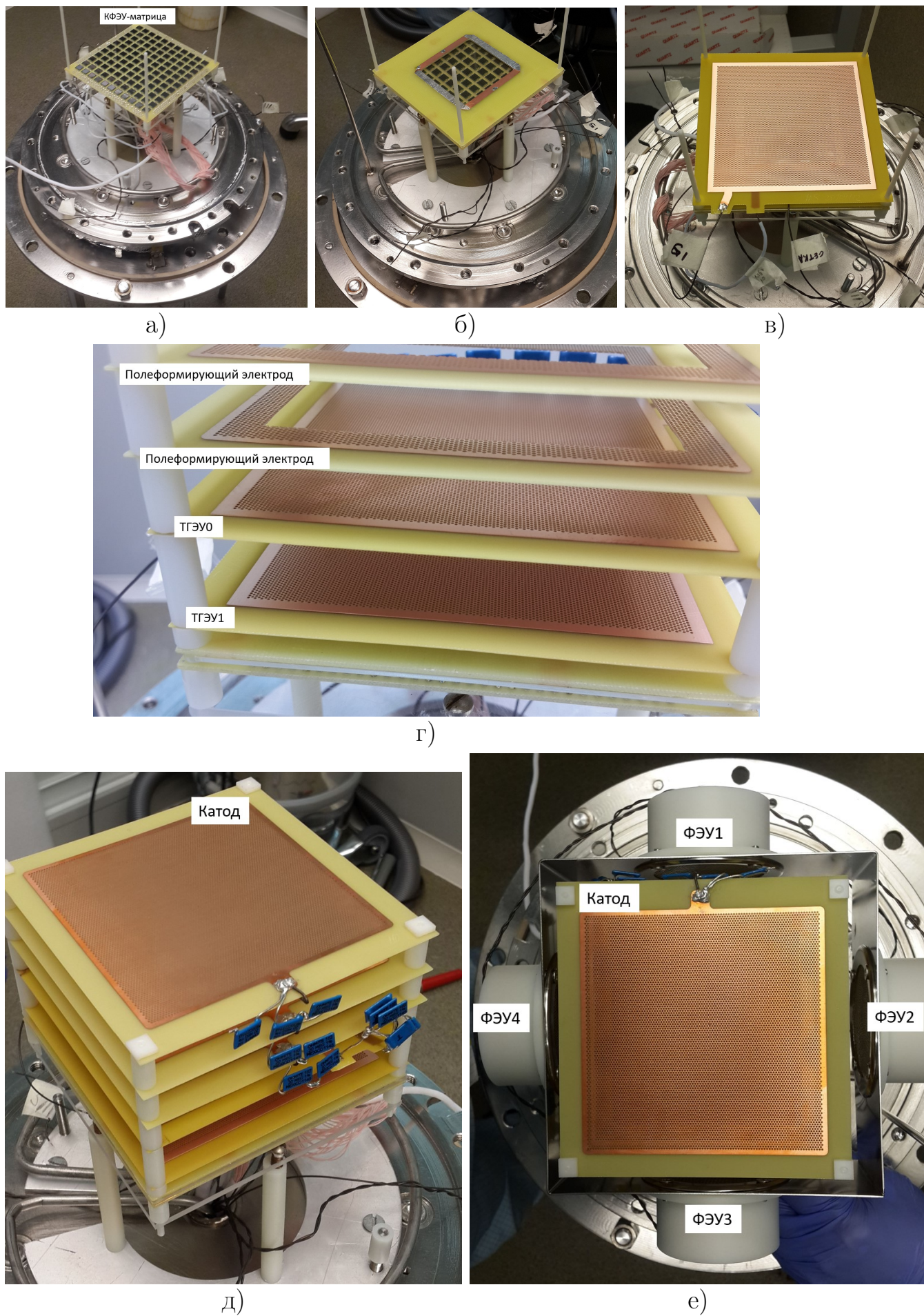


Рисунок 2.6 — Процесс сборки криогенного детектора

Криогенный детектор облучался снаружи либо рентгеновскими лучами от импульсной рентгеновской трубки, либо гамма-квантами от источника ^{109}Cd [125]. В обоих случаях использовался коллиматор с диаметром отверстия 2 мм, чтобы получить узкий пучок ионизирующих частиц для исследования координатного разрешения детектора. Подробное описание источников ионизирующего излучения и их расположения относительно криогенного детектора приведено в параграфе 2.7.

В измерениях с импульсной рентгеновской трубкой использовался внешний запуск. В измерениях с источником ^{109}Cd запуск осуществлялся по сигналу S2. В параграфе 2.6 подробно описана система сбора данных.

2.2.1 Конфигурации считывания в первом цикле измерений

При измерениях использовались три различные конфигурации считывания, соответствующие трем механизмам электролюминесценции. В первой конфигурации, основанной на эксимерном механизме электролюминесценции, ВУФ из ЭЛ-зазора переизлучался сместителем спектра и регистрировался сборкой ФЭУ. Обозначим эту конфигурацию как ЗФЭУ + ТФБ. Вторая конфигурация считывания соответствует схеме прямого считывания на КФЭУ-матрицу (см. рисунок 1.8), основанной на механизме электролюминесценции ТИН. Третья конфигурация соответствует схеме считывания на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу (см. рисунок 1.8), основанной на механизме атомарной электролюминесценции с использованием комбинированного умножителя. Помимо атомарной электролюминесценции в ближнем ИК диапазоне КФЭУ-матрица также регистрировала электролюминесценцию ТИН из ЭЛ-зазора; её вклад, однако, был незначительным (около 3% при усилении заряда ТГЭУ1, равном 37).

Следует отметить, что детектор был оптимизирован для изучения всех трех механизмов электролюминесценции в одной и той же экспериментальной установке, а не для достижения максимальных световых выходов. В частности, при прямом считывании на КФЭУ-матрицу электрод ТГЭУ1 действовал как оптическая маска, значительно (в девять раз) уменьшая световой поток: во-первых, за счет оптической прозрачности при нормальном падении (фактор 0.28), во-вторых, из-за угловой зависимости коэффициента оптического пропускания

(фактор 0.4), определенного методом Монте-Карло. Это, однако, не мешает в дальнейшем оценить максимальные световыходы и пороги регистрации, которые могут быть достигнуты при оптимальных условиях.

2.3 Криогенный детектор во втором цикле измерений

Во втором цикле измерений изучались первичные сцинтилляции в видимом диапазоне в чистом жидком аргоне и его смесях с метаном. Для этих измерений экспериментальная установка была модифицирована, причем основные изменения касались криогенного детектора (см. рисунок 2.7). Конструкция детектора во многом осталась прежней относительно первого цикла измерений (см. параграф 2.2 и рисунок 2.4), поэтому в этом параграфе будут указаны лишь отличия.

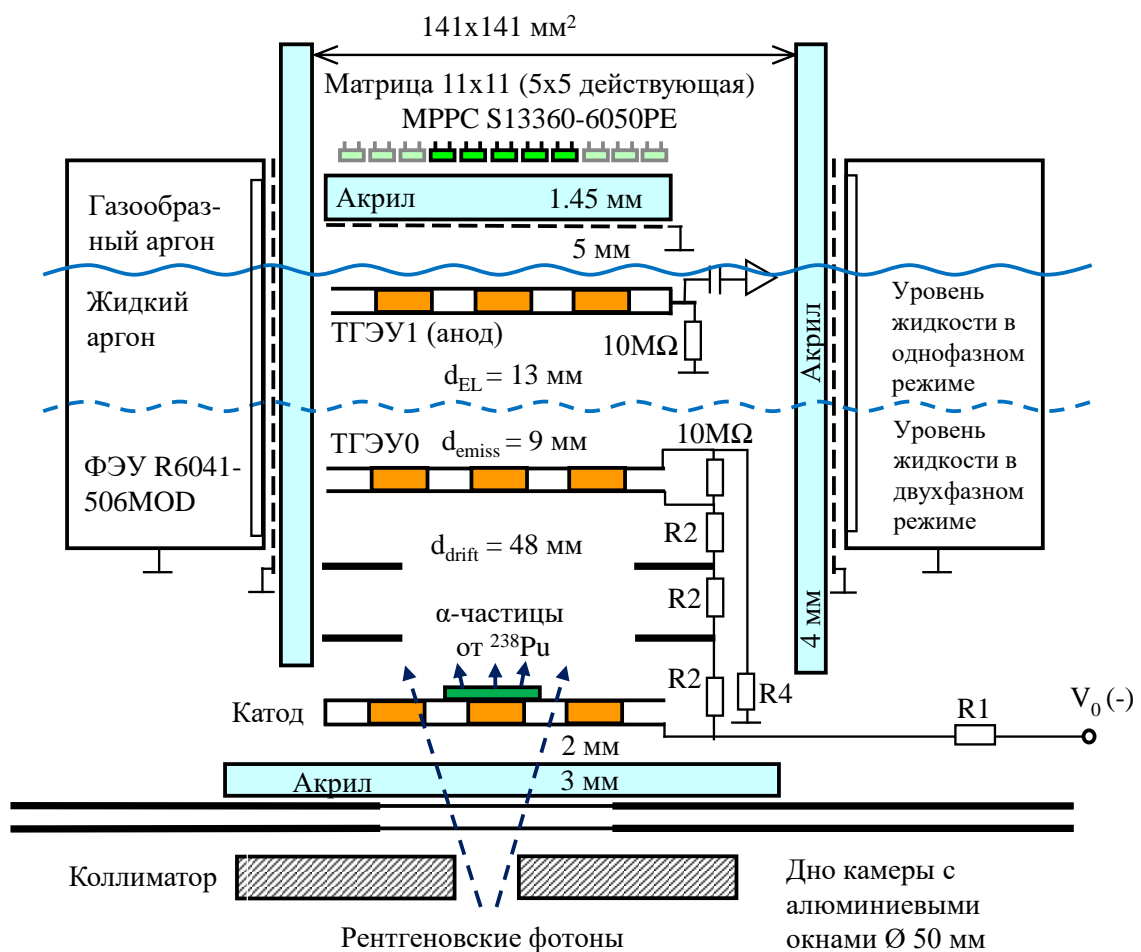


Рисунок 2.7 — Схема криогенного детектора во втором цикле измерений

Для увеличения светосбора сигнала S1 ТГЭУ0 и ТГЭУ1 были заменены на ТГЭУ с большей оптической прозрачностью: шаг отверстий был увеличен с 0.9 мм до 1.1 мм и диаметр отверстий был увеличен с 0.5 мм до 1.0 мм. Это позволило увеличить оптическую прозрачность при нормальном падении света с 28 % до 75 %. Для обеспечения механической прочности толщина диэлектрика была увеличена с 0.4 мм до 1.0 мм. Также в новой конфигурации ТГЭУ отсутствовала кромка отверстий, поскольку не предполагалось использовать ТГЭУ с повышенной оптической прозрачностью для зарядового усиления.

Помимо этого, для увеличения светосбора сигнала S1 на сборку ФЭУ полеформирующие электроды из ТГЭУ были заменены на электроды из стальной проволоки (см. рисунок 2.8).

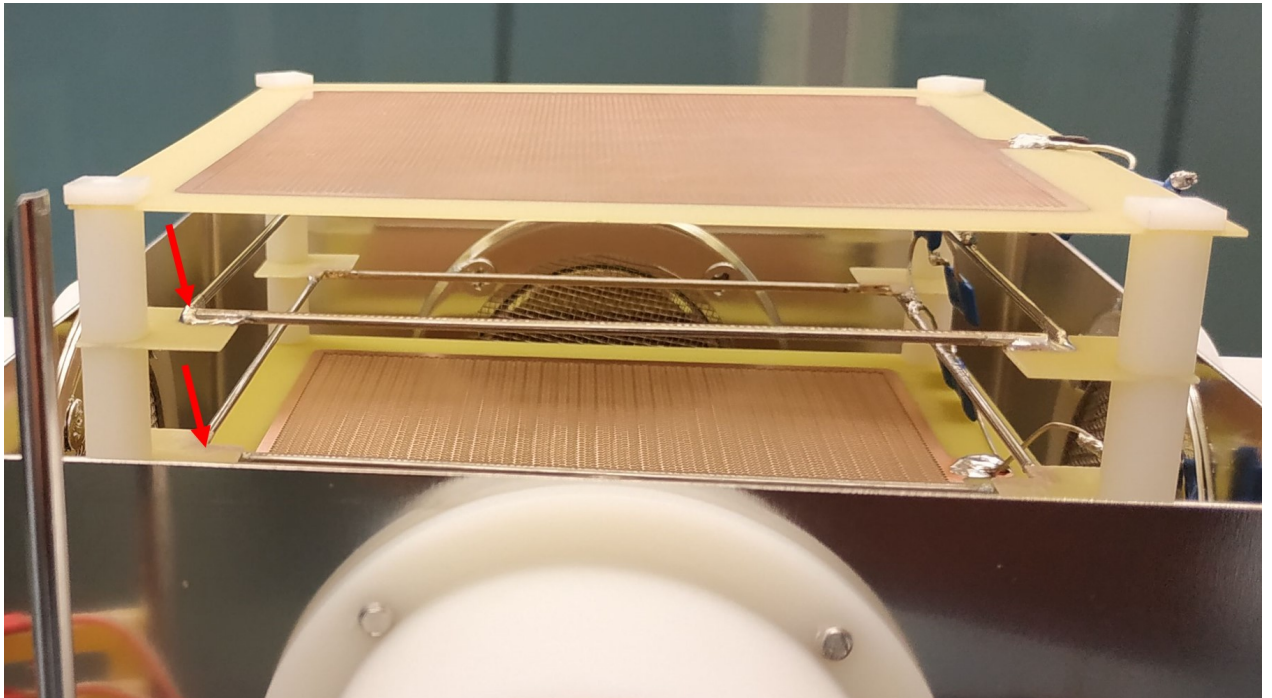


Рисунок 2.8 — Во втором цикле измерений были установлены полеформирующие электроды из стальной проволоки (отмечены стрелками), благодаря чему удалось значительно повысить светосбор сигнала S1 для сборки ФЭУ

В новой конфигурации перед сборкой ФЭУ был установлен другой акриловый короб. В новом коробе был использован акрил с повышенной оптической прозрачностью, что позволило сдвинуть нижнюю границу чувствительности ФЭУ с 350 нм до 250 нм. Также на коробе отсутствовал сместитель спектра и сборка ФЭУ и КФЭУ-матрица были нечувствительны к ВУФ — это было необходимо, чтобы исключить систематическую ошибку, связанную с возможной регистрацией ВУФ, переизлученного ТФБ.

Помимо облучения детектора извне рентгеновским излучением импульсной рентгеновской трубки, используемой в первом цикле измерений, детектор также облучался изнутри альфа-частицами с энергией 5.5 МэВ от источника ^{238}Pu , установленного по центру катода (см. рисунок 2.9).



Рисунок 2.9 — Фотография альфа-источника ^{238}Pu , закрепленного на катоде криогенного детектора

В измерениях с импульсной рентгеновской трубкой использовался внешний запуск и криогенный детектор работал в однофазном режиме, регистрируя только сигнал S1. В измерениях с альфа частицами использовался двухфазный режим с самозапуском по сумме сигналов S2 с ФЭУ, поскольку сигнал S1 имел слишком низкую интенсивность для корректной работы в режиме самозапуска в однофазном режиме, а внешний запуск был невозможен.

В однофазном режиме уровень жидкости был на 2–3 мм выше ТГЭУ1, чтобы предотвратить появление газовой фазы в области, где присутствовало высокое электрическое поле. В двухфазном режиме уровень жидкости был на 9 мм выше ТГЭУ0, т.е. на 5 мм больше, чем в первом цикле измерений. Это было связано с особенностью расположения высоковольтного делителя, который был смещен для увеличения светосбора сборки ФЭУ.

При одном и том же напряжении на высоковольтном источнике (V_0) электрические поля в первом и втором цикле измерений отличались. Во-первых, это было связано с уменьшением толщины ЭЛ-зазора с 18 мм до 13 мм и

увеличением эмиссионного зазора с 4 мм до 9 мм во втором цикле измерений. Во вторых, во втором цикле измерений сопротивление R_3 было увеличено с 4 МОм до 10 МОм, что позволило увеличить эффективность прохождения электронов через ТГЭУ0 с 62 % до 99 % [122]. Таким образом, при максимальном используемом значении напряжения на источнике питания в ходе эксперимента, 20 кВ, в криогенном детекторе в двухфазном режиме были следующие электрические поля: $\mathcal{E}_{drift} = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{emiss} = 5.19$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.81$ кВ/см (9.06 Тд). При работе в однофазном режиме при напряжении на источнике питания в 20 кВ были следующие электрические поля: $\mathcal{E}_{drift} = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{emiss} = 6.73$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 10.13$ кВ/см, где поле \mathcal{E}_{EL} соответствует электрическому полю в ЭЛ-зазоре, заполненному жидким аргоном.

2.4 Сжижение газа и концентрация примесей

В первом цикле измерений использовался только чистый аргон, а во втором — как чистый аргон, так и аргон-метановая смесь. Во втором цикле измерений сначала были проведены эксперименты с чистым аргоном, чтобы исключить влияние метана на измеряемые свойства чистого аргона.

Для измерений использовался аргон с начальной чистотой 99.9998 % и метан с начальной чистотой 99.95 %. В таблице 2 указано максимальное начальное содержание примесей в баллонах с аргоном и метаном, согласно данным производителя.

В начале каждого сеанса измерений криогенная камера откачивалась и заполнялась чистым аргоном. Процедура повторялась несколько раз, после чего содержание остаточных примесей в камере уменьшалось и начиналось сжижение газа. Газовая смесь из баллона из нержавеющей стали объемом 40 литров пропусклась через фильтр Oxisorb [126] для очистки от электроотрицательных примесей и затем сжижалась в криогенную камеру. Благодаря очистке газовой смеси с помощью фильтра Oxisorb содержание O_2 и H_2O снижалось до нескольких ppb, согласно данным по измерению собранного заряда (см. параграф 4.4), что соответствует времени жизни электронов в чистом аргоне >100 мкс при поле 0.2 кВ/см. По окончании сеанса содержимое криогенной камеры собиралось обратно в баллон с газовой смесью путем охлаждения баллона жидким азотом.

Таблица 2 — Максимальное начальное содержание примесей в баллонах с аргонном и метаном согласно данным производителя

	Баллон с Ar	Баллон с CH ₄
N ₂	< 0.8 ppm	< 200 ppm
Углеводороды	< 0.1 ppm	-
Углеводороды (кроме CH ₄)	-	< 200 ppm
CO ₂	< 0.1 ppm	< 10 ppm
CO	-	< 5 ppm
O ₂	< 0.5 ppm	< 10 ppm
H ₂ O	< 0.5 ppm	< 10 ppm
Всего	< 2 ppm	< 500 ppm

Во втором цикле измерений была приготовлена аргон-метановая смесь с содержанием метана 1 % (молярная концентрация) путем охлаждения баллона с чистым аргонном и добавления чистого метана. Смеси с другим содержанием метана (100 ppm, 0.1 %, 5 % и 10 %) были получены путем охлаждения баллона с аргон-метановой смесью и добавления требуемого количества чистого аргона или чистого метана. При переходе от измерений с более высокой концентрацией к измерениям с более низкой фильтр Oxisorb несколько раз откачивался и заполнялся чистым аргонном, чтобы удалить остатки задержанного метана. Измерения с содержанием метана ниже 100 ppm не проводились, поскольку, несмотря на процедуру очистки, фильтр Oxisorb накапливал некоторое количество метана, которое было невозможно удалить.

В измерениях с чистым аргонном (как в первом, так и во втором цикле измерений) до и после измерительной сессии контролировалось содержание N₂ методом эмиссионной спектроскопии при помощи газоанализатора “СВЕТ” [127]. Содержание N₂ составило менее 1 ppm.

В измерениях с аргон-метановой смесью (во втором цикле измерений) концентрация метана контролировалась при помощи анализатора остаточных газов (RGA) Pfeiffer-Vacuum QME220 F2 [128] в режиме продувки при давлении

10^{-4} мбар. Разница между ожидаемым и измеренным значением содержания метана не превышала 10 % (относительная ошибка). Метод анализа остаточных газов дает большую ошибку для примесей с малой концентрацией (N_2 , CO_2 , CO), поэтому их содержание было оценено по данным производителя баллонов с газом. В частности, в аргон-метановой смеси при содержании метана 10 % содержание N_2 было оценено на уровне менее 20 ppm.

Уровень жидкости в ЭЛ-зазоре контролировался с точностью до 0.5 мм и рассчитывался по количеству сконденсированного аргона с помощью системы автоматизированного проектирования (САПР); точность расчетов проверялась в специальных калибровочных заходах, где ТГЭУ1 использовался в качестве емкостного измерителя уровня жидкости [129].

2.5 Сборка ФЭУ и КФЭУ-матрица

Сборка ФЭУ состояла из четырех одинаковых криогенных ФЭУ R6041-506MOD производства Hamamatsu [130]. ФЭУ имели компактные размеры: диаметр 57 мм и высоту 43.5 мм (с учетом делителя), благодаря чему хорошо подходили для установки по периметру ЭЛ-зазора. На рисунке 2.10 представлена фотография одного из четырех ФЭУ, используемого в криогенном детекторе.

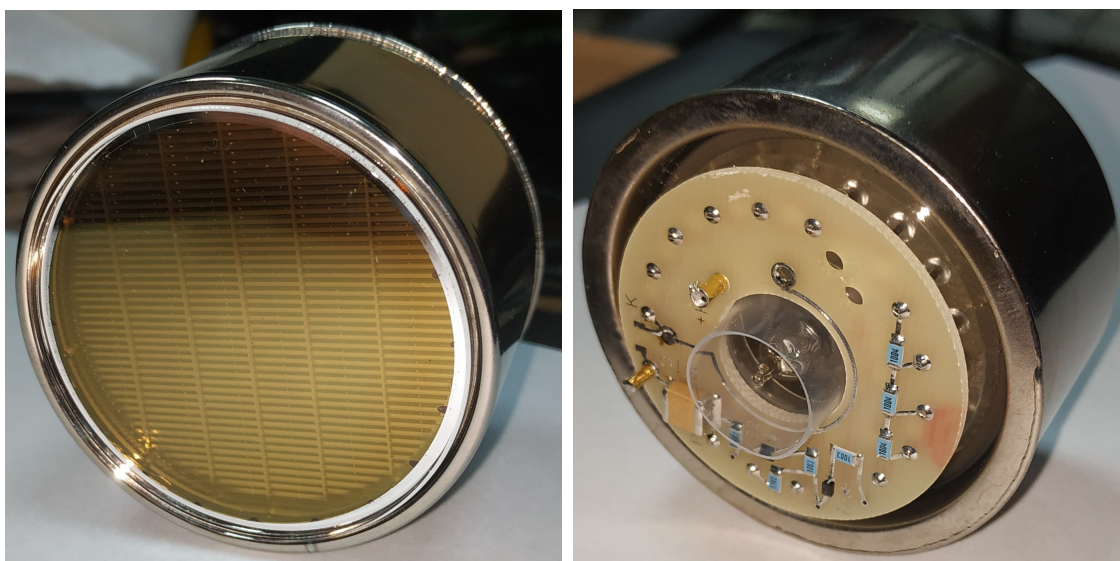


Рисунок 2.10 — Фотография одного из четырех ФЭУ, используемого в криогенном детекторе

На рисунке 2.11 показан спектр квантовой эффективности ФЭУ при температуре 87.3 К, полученный с использованием кривой квантовой эффективности при комнатной температуре [130] и поправленный на температурную зависимость [131]. Верхняя граница чувствительности ФЭУ определялась кривой квантовой эффективности ФЭУ и составляла 650 нм. Нижняя граница чувствительности ФЭУ (без учета переизлучения ВУФ сместителем спектра) определялась кривой пропускания акрилового короба и составляла 350 нм и 250 нм в первом и втором цикле измерений соответственно. Пик квантовой эффективности ФЭУ при температуре 87.3 К составлял 39% при длине волны 320 нм.

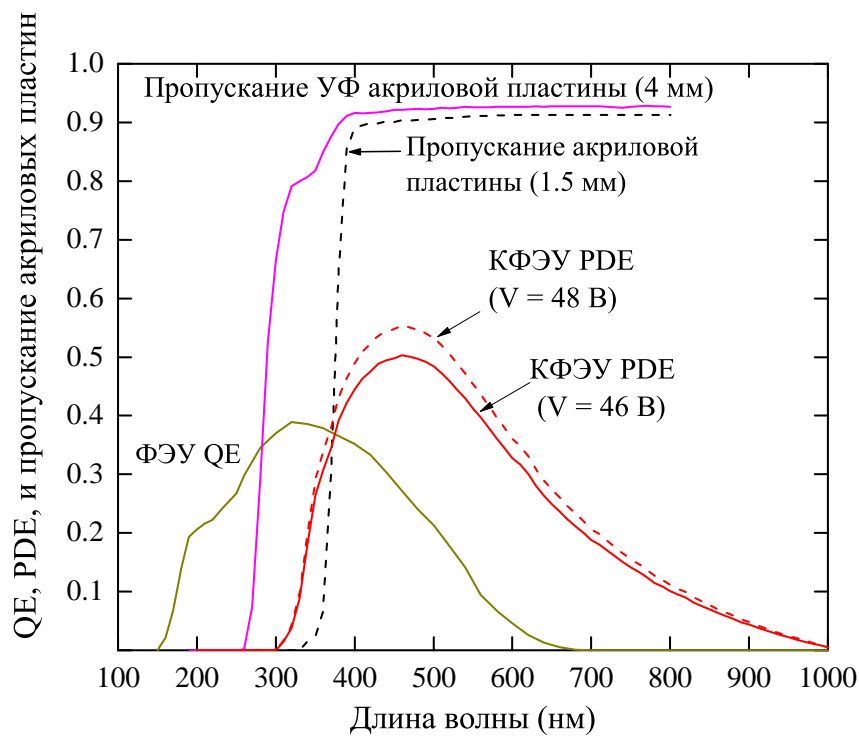


Рисунок 2.11 — Спектр квантовой эффективности (QE) ФЭУ R6041-506MOD при температуре 87.3 К, спектр эффективности регистрации фотонов (PDE) КФЭУ MPPC 13360-6050PE при температуре 87.3 К и напряжениях 46 В (перенапряжение 3.9 В) и 48 В (перенапряжение 5.9 В), пропускание УФ и обычной акриловых пластин, расположенных перед сборкой ФЭУ и КФЭУ-матрицей соответственно

В работах [132; 133] были исследованы другие характеристики ФЭУ при температуре 87.3 К: при напряжении на ФЭУ 850 В скорость счета шумов составляла $< 50 \text{ с}^{-1}$, а усиление менялось в диапазоне $3 \times 10^6 - 7 \times 10^6$ в зависимости от ФЭУ. Для установки в криогенный детектор были подобраны ФЭУ с близкими значениями усиления. Рабочее напряжение на ФЭУ было выбрано равным

850 В исходя из того, что это минимальное напряжение, при котором сигналы с одним фотоэлектроном достоверно отделяются от шума электроники.

Также в криогенном детекторе использовался другой тип фотодетекторов, КФЭУ. Эти фотодетекторы имеют ряд преимуществ перед традиционно используемыми ФЭУ, благодаря чему они все чаще находят применение в детекторах на основе сжиженных благородных газов (эксперимент ReD [134], эксперимент MEG-II [135], эксперимент nEXO [136]). КФЭУ более компактные и обладают высоким координатным разрешением, низкой скоростью счета шумов при криогенной температуре, высокой квантовой эффективностью в видимом диапазоне и высоким амплитудным разрешением. КФЭУ представляет собой набор множества объединенных пикселей, причем каждый пиксель является кремниевым лавинным фотодиодом, который работает в Гейгеровском режиме [137].

На рисунке 2.12 представлена фотография КФЭУ-матрицы, используемой в нашем криогенном детекторе. Матрица была составлена из МРРС 13360-6050PE производства Hamamatsu [130] и имела размер 11×11 элементов с шагом каналов 1 см. В эксперименте была задействована только центральная часть матрицы размером 5×5 элементов, поскольку во внутренней части сиффона было недостаточно пространства для размещения кабелей при подключении всей КФЭУ-матрицы.

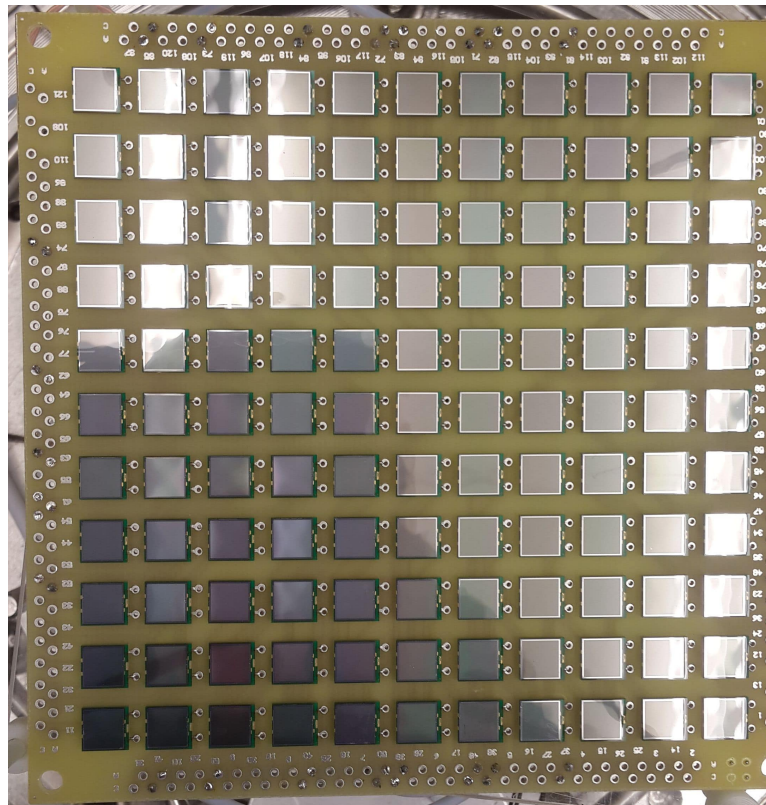


Рисунок 2.12 — Фотография КФЭУ-матрицы

КФЭУ МРРС 13360-6050РЕ имели активную область размером 6×6 мм², размер пикселя 50 мкм, 14400 пикселей на один КФЭУ и коэффициент заполнения активной области 74 %. На рисунке 2.13 показано усиление одного пикселя (слева) и скорость счета шумов (справа) при температуре жидкого аргона в зависимости от приложенного напряжения. Процедура измерения этих характеристик аналогична процедуре, описанной в [138; 139] при изучении КФЭУ других моделей. Красные кривые соответствуют аппроксимации данных линейной функцией.

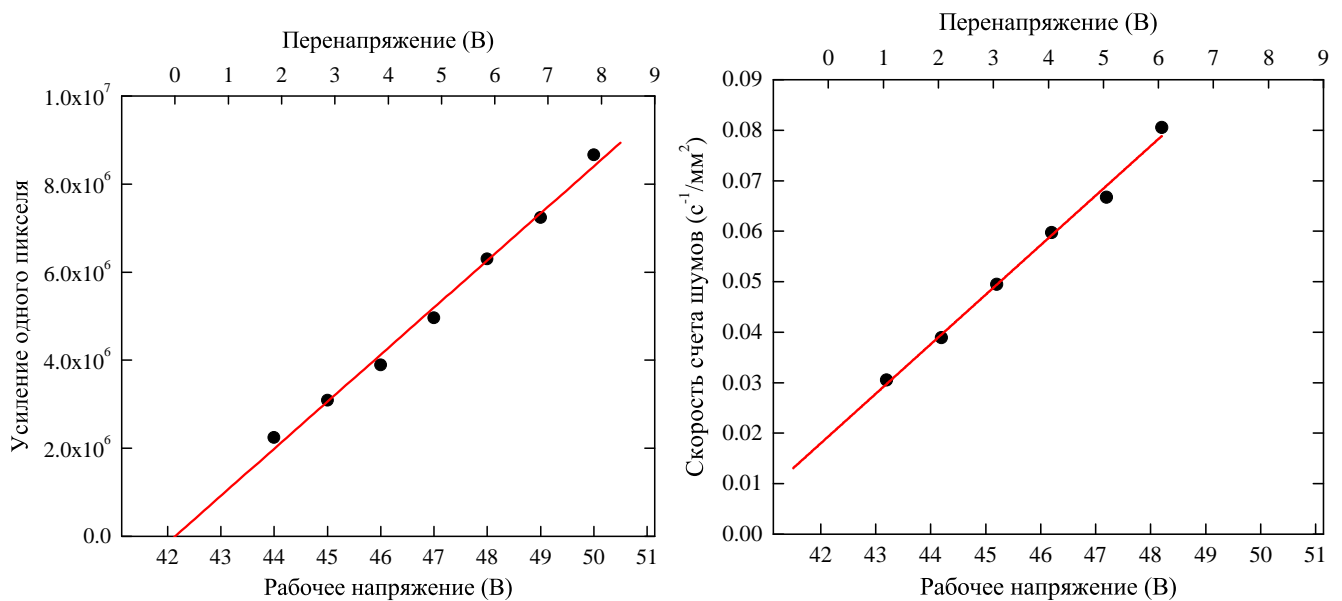


Рисунок 2.13 — Усиление одного пикселя (слева) и скорость счета шумов (справа) КФЭУ МРРС 13360-6050РЕ при температуре 87.3 К в зависимости от рабочего напряжения

Пороговое напряжение, с которого начинается усиление КФЭУ (напряжение пробоя), было вычислено как точка пересечения кривой аппроксимации усиления одного пикселя с осью напряжений и составило 42.1 В. Используя это значение, было вычислено и отложено на верхних осях рисунков значение перенапряжения, определяемое как разность рабочего напряжения и напряжения пробоя. Стоит отметить широкий диапазон рабочих напряжений, 42–50 В, при которых была возможна стабильная работа КФЭУ. Благодаря широкому диапазону рабочих напряжений и небольшому разбросу напряжения пробоя для разных КФЭУ, на все элементы КФЭУ-матрицы подавалось одинаковое напряжение.

Также КФЭУ показали низкую скорость счета шумов (около $0.1 \text{ с}^{-1}/\text{мм}^2$) при достаточно высоком усилении в 9×10^6 . Рабочее напряжение КФЭУ в

большинстве экспериментальных сессий составляло 46 В, чтобы гарантировать достоверное разделение сигналов с одним фотоэлектроном от шума электроники. Лишь в нескольких экспериментальных сессиях напряжение было повышено до 48 В для увеличения соотношения сигнал/шум. При низкой амплитуде шума рабочее напряжение на КФЭУ в 46 В было предпочтительнее, поскольку при увеличении напряжения значительно возрастает вероятность перекрестных оптических наводок с одной ячейки КФЭУ на другую, что затрудняет вычисление корректного значения числа фотоэлектронов.

Несмотря на то, что производитель КФЭУ указывает минимальную рабочую температуру в -20 °С, используемые в эксперименте КФЭУ показали стабильную работу при температуре жидкого аргона (87.3 К): КФЭУ сохранили работоспособность и свои характеристики после более чем 40 циклов нагрева/охлаждения.

На рисунке 2.11 показан спектр эффективности регистрации фотонов (PDE) КФЭУ MPPC 13360-6050PE при температуре 87.3 К и напряжениях 46 В (перенапряжение 3.9 В) и 48 В (перенапряжение 5.9 В), полученный с использованием кривой PDE при комнатной температуре [130] и поправленный на температурную зависимость [140]. Учитывая пропускание акриловой пластины, расположенной перед КФЭУ-матрицей, КФЭУ были чувствительны в диапазоне 350–1000 нм как в первом, так во втором цикле измерений. Пик эффективности регистрации фотонов был расположен при длине волны 460 нм и составлял 50 % и 55 % при напряжении 46 В и 48 В соответственно. Также стоит отметить, что КФЭУ не были чувствительны к ВУФ, поскольку в первом цикле измерений видимый свет, переизлученный смесителем спектра, не попадал на КФЭУ-матрицу из-за расположенного перед ней ТГЭУ1, а во втором цикле измерений отсутствовал сместитель спектра.

2.6 Система питания и сбора данных

На рисунке 2.14 представлена система питания и сбора данных детектора.

Считывание сигнала с каждого элемента КФЭУ-матрицы осуществлялось по витой паре на NIM модуль NAICAM N410. Данный модуль содержит две схемы: быстрый предусилитель с усилением 56 и формирователь с временем

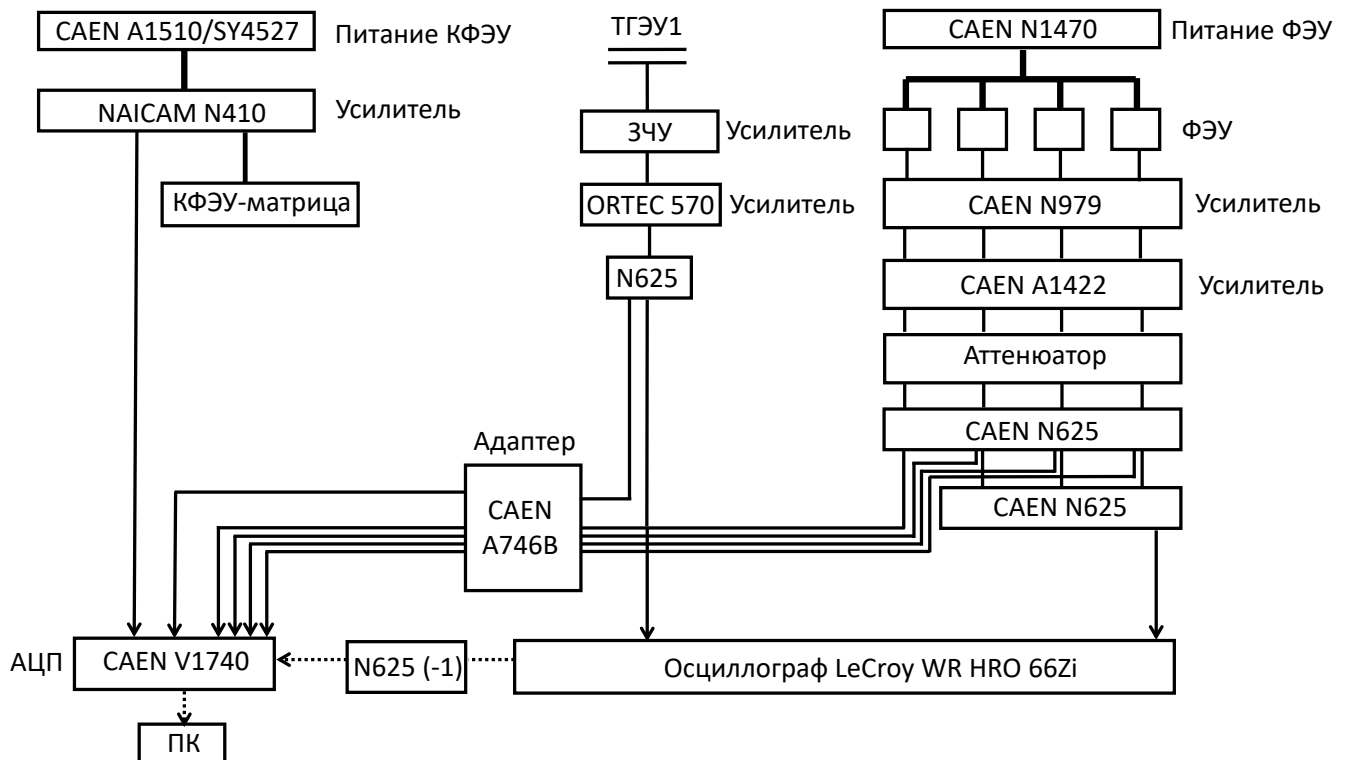


Рисунок 2.14 — Система питания и сбора данных для эксперимента с прямым считыванием на КФЭУ-матрицу. Толстыми линиями обозначены кабели питания, линиями стандартной толщины — кабели с аналоговыми сигналами, пунктиром — кабели с цифровыми сигналами

формирования 40 нс. Питание элементов КФЭУ матрицы осуществлялось по тем же кабелям, где проходил сигнал. Для этого напряжение питания с модуля A1510, расположенного в системе низковольтного питания CAEN SY4527, подавалось на усилитель NAICAM N410.

При движении электронов от катода к аноду в случае закороченных обкладок на ТГЭУ1 (см. рисунки 2.4 и 2.7) или при движении электронов между обкладками ТГЭУ1 (см. вставку на рисунке 2.4) на ТГЭУ1 наводился зарядовый сигнал, который усиливался с помощью зарядо-чувствительного усилителя, изготовленного в нашей лаборатории, и повторно усиливался спектрометрическим усилителем ORTEC 570. Далее сигнал дублировался при помощи сумматора-разветвителя CAEN N625 и одна часть отправлялась к модулю-оцифровщику CAEN V1740, а другая на осциллограф. Для определения собранного заряда проводилась калибровка усилительного тракта при помощи генератора прямоугольных сигналов и RC-цепочки.

Для питания четырех ФЭУ использовалось одинаковое напряжение, подаваемое с модуля CAEN N1470. Сигналы от каждого ФЭУ усиливались с

помощью быстрых 10-кратных усилителей CAEN N979 с полосой пропускания 250 МГц и повторно усиливались линейными усилителями CAEN A1422 с временем формирования 200 нс. Далее сигналы ослаблялись при помощи аттенюатора, чтобы избежать насыщения электроники, и попадали в сумматор-разветвитель CAEN N625. В сумматоре-разветвителе сигналы дублировались: сигналы с каждого ФЭУ отправлялись на запись к модулю CAEN V1740 и дополнительно сигналы от ФЭУ, перед которыми был нанесен ТФБ (конфигурация 3ФЭУ+ТФБ), суммировались при помощи того же модуля CAEN N625 и отправлялись на осциллограф.

Осциллограф (LeCroy WR HRO 66Zi) использовался не только для наблюдения сигналов, но и для online анализа и получения триггера. Данная модель осциллографа имела 4 канала считывания с разрядностью АЦП 12 бит и частотой дискретизации 2 ГГц. При облучении детектора гамма-источником ^{109}Cd или альфа-источником ^{238}Pu осциллограф работал в режиме самозапуска, а при использовании импульсной рентгеновской трубки сигнал запуска на осциллограф поступал от внешнего генератора. В обоих случаях осциллограф вырабатывал триггерный сигнал, который инвертировался модулем CAEN N625 (для совместимости цифровых сигналов) и поступал на вход модуля CAEN V1740 для запуска записи данных на персональный компьютер (ПК).

Модуль CAEN V1740 представлял собой АЦП на 64 канала с разрядностью 12 бит и частотой дискретизации 62.5 МГц. Сигналы со сборки ФЭУ и ТГЭУ1 подавались на модуль CAEN V1740 через специальный переходник CAEN A476B для перехода с разъемов LEMO 00 на многоштырьковые разъемы.

2.7 Источники ионизирующего излучения

Облучение криогенного детектора в первом цикле измерений происходило при помощи импульсной рентгеновской трубки или гамма-источника ^{109}Cd , а во втором цикле измерений — при помощи импульсной рентгеновской трубки или альфа-источника ^{238}Pu . Опишем подробнее каждый из источников ионизирующего излучения.

2.7.1 Импульсная рентгеновская трубка

Рентгеновская трубка (0,11BSV7-Мо, [141]) была оснащена молибденовым анодом и работала при напряжении 40 кВ и анодном токе 2.5 мА в импульсном режиме с частотой 240 Гц. Импульсный режим был реализован при помощи запирающей сетки, управляемой генератором импульсов. Генератор импульсов также обеспечивал триггер для системы сбора данных.

На рисунке 2.15 показан вычисленный энергетический спектр рентгеновских фотонов после прохождения излучения от рентгеновской трубки через алюминиевые окна суммарной толщиной 2 мм [142]. Средняя энергия рентгеновских фотонов составила 25 кэВ. При энергии 25 кэВ средний пробег рентгеновских фотонов до взаимодействия в жидком аргоне составлял 1.7 мм и в основном был обусловлен процессом конверсии рентгеновских фотонов в электроны за счет фотоэффекта [143].

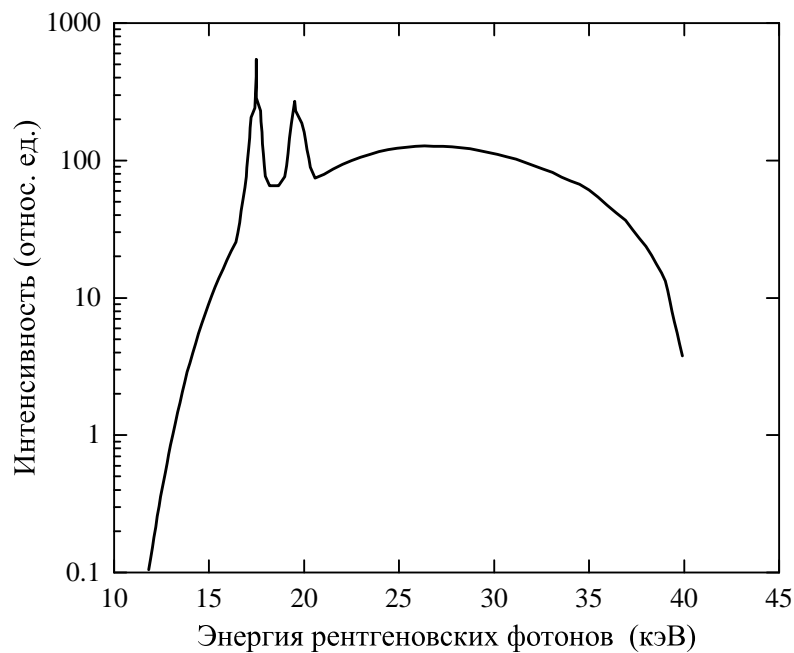


Рисунок 2.15 — Расчетный энергетический спектр рентгеновских фотонов после прохождения излучения от рентгеновской трубки через алюминиевые окна суммарной толщиной 2 мм [142]

Рентгеновская трубка была расположена снизу криогенного детектора на расстоянии 10 см и в процессе измерений её излучение проходило через свинцовые коллиматоры с диаметрами отверстий 2 мм или 14 мм (см. рисунок 2.16). Размер области генерации рентгеновских фотонов составлял около 1 мм [141].

Учитывая взаимное расположение рентгеновской трубки и коллиматора, толщину неактивного вещества детектора и средний пробег рентгеновских фотонов в жидком аргоне, диаметр области конверсии рентгеновских фотонов в электроны составил 2.8 мм и 18.3 мм для коллиматоров диаметром 2 мм и 14 мм соответственно.

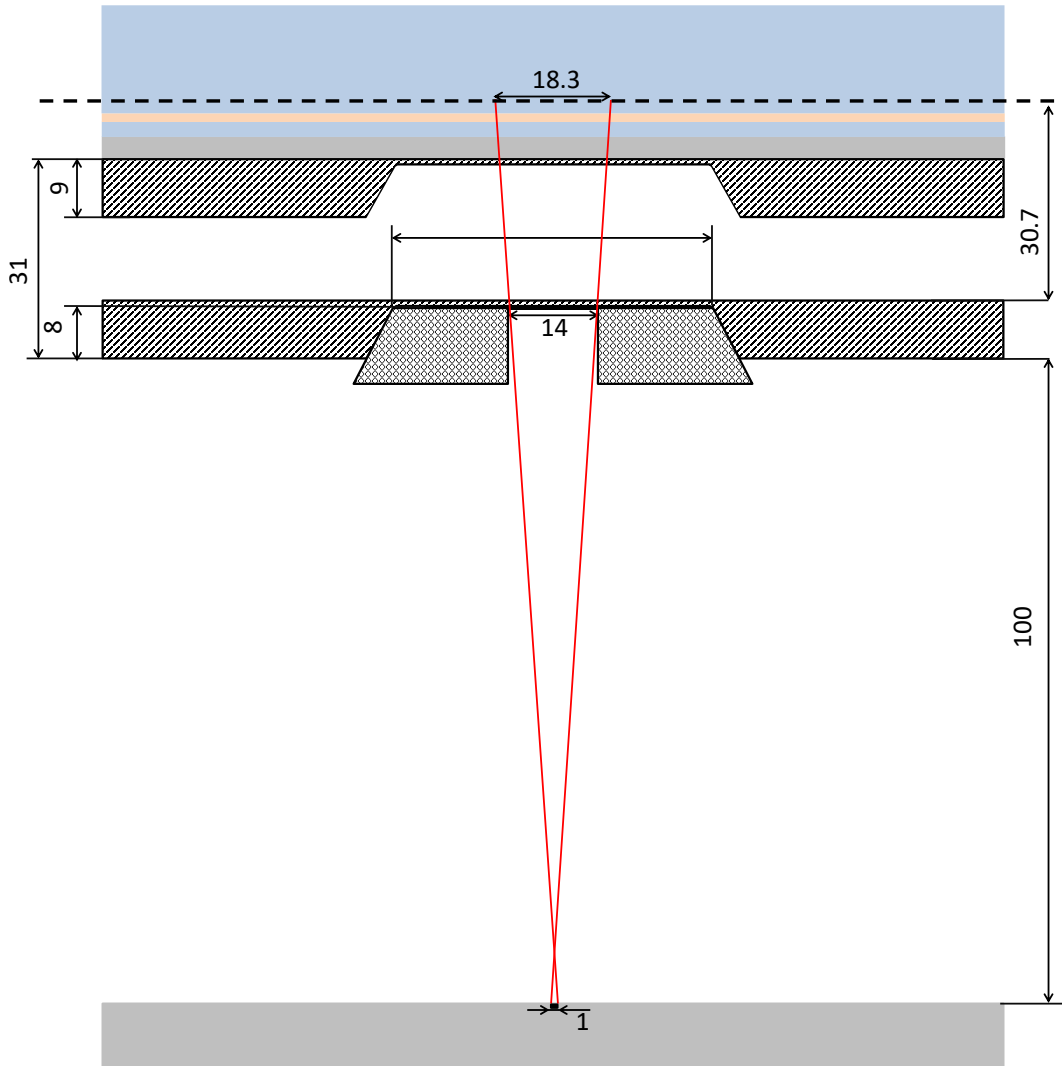


Рисунок 2.16 — Схема распространения рентгеновских лучей при облучении криогенного детектора рентгеновской трубкой через коллиматор диаметром 14 мм

На рисунке 2.17 показан сигнал, записанный счетчиком на основе сцинтиллятора ВГО при регистрации рентгеновского излучения от трубки [39]. Можно заметить, что за основным импульсом идет импульс меньшей амплитуды, задержанный на 2 мкс — такая временная структура сигнала объясняется конструктивными особенностями генератора импульсов рентгеновской трубки.

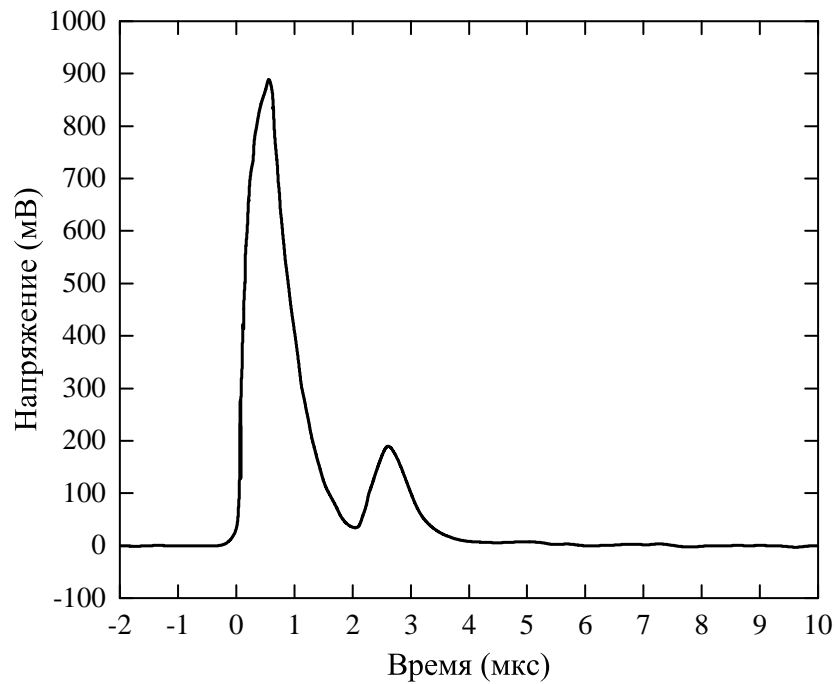


Рисунок 2.17 — Сигнал, записанный счетчиком на основе сцинтиллятора BGO при регистрации рентгеновского излучения от трубки [39]

2.7.2 Источник ^{238}Pu

Источник представлял собой подложку из нержавеющей стали диаметром 24 мм и высотой 2 мм [144], на которую тонким слоем на области диаметром 11.5 мм был нанесен активный материал, содержащий ^{238}Pu (период полураспада 88 лет). Источник имел активность 5×10^4 Бк и излучал альфа-частицы с энергией 5.5 МэВ.

2.7.3 Источник ^{109}Cd

Источник был произведен компанией Циклотрон [145] и на момент измерений имел активность около 0.5×10^8 Бк. На рисунке 2.18 представлена схема источника. Радионуклид ^{109}Cd (период полураспада 1.3 года) был нанесен на серебряную фольгу на область диаметром 1 мм посредством гальванизации.

Фольга с радионуклидом была герметично запечатана в титановой капсуле, а герметизация капсулы обеспечивалась лазерной сваркой. С одной стороны радионуклида была установлена вольфрамовая защита (подложка) для поглощения излучения, а с другой находилось тонкое бериллиевое окно толщиной 0.1 мм. Диаметр и высота источника составляли 3 мм. Для безопасной работы с источником он был дополнительно помещен в свинцовый контейнер (см. рисунок 2.19).

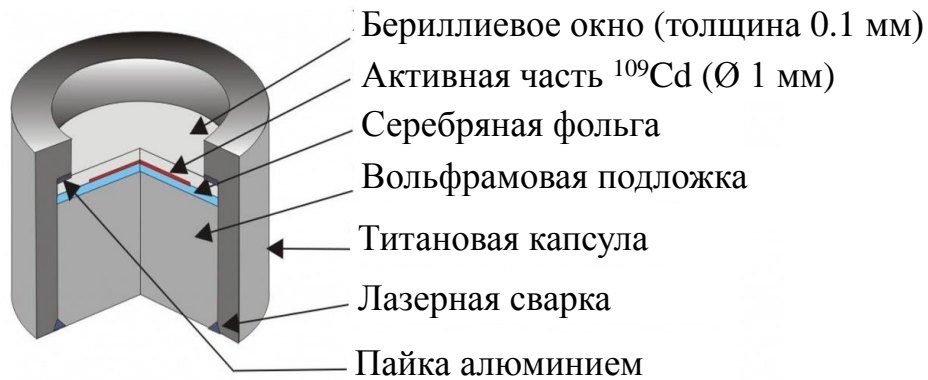


Рисунок 2.18 — Схема источника ^{109}Cd

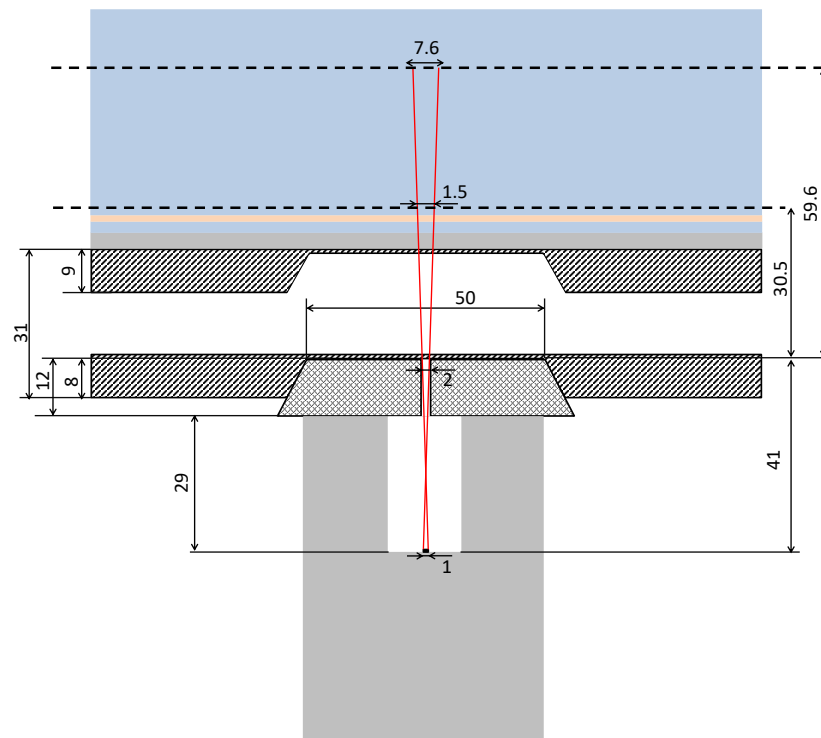


Рисунок 2.19 — Схема распространения гамма-квантов при облучении криогенного детектора источником ^{109}Cd через коллиматор диаметром 2 мм. Диаметр области конверсии составляет 1.5 мм и 7.6 мм для низкой энергии (22–25 кэВ, средняя энергия 23.5 кэВ) и высокой энергии (58–88 кэВ, средняя энергия 82 кэВ) соответственно

При распаде изотоп ^{109}Cd испускает электроны с энергиями 63 кэВ и 84 кэВ и множество гамма-линий в энергетическом диапазоне 20–90 кэВ [146–150]. При попадании излучения на корпус источника возникали дополнительные характеристические линии рентгеновского излучения, которые имели интенсивность, сравнимую с интенсивностью гамма-линий от изотопа ^{109}Cd .

Спектр излучения от источника ^{109}Cd был измерен при помощи детектора GUL/EGX 10-05 Canberra [151;152] из особо чистого германия (HPGe-детектор). Между источником ^{109}Cd и HPGe-детектором были расположены пластины из алюминия и акрила, каждая толщиной 3 мм, чтобы воссоздать условия по рассеянию и поглощению гамма-излучения при измерениях с криогенным детектором.

На рисунке 2.20 представлен полученный энергетический спектр. Прежде всего были идентифицированы первичные пики с энергией 88.03, 25.45, 24.93 и 22.08 [149], связанные с ^{109}Cd и ^{109}Ag . Далее в диапазоне 60–70 кэВ были идентифицированы характеристические линии вольфрама с энергиями 69.07, 67.03, 59.32 и 57.98 кэВ. Все другие обнаруженные пики были вызваны вылетом рентгеновского излучения из HPGe-детектора с энергиями 9.87 кэВ ($\text{Ge } k\alpha_1 + \text{Ge } k\alpha_2$) и 10.98 кэВ ($\text{Ge } k\beta_1 + \text{Ge } k\beta_3$), т.е. являлись пиками вылета. Например, пик с энергией 11.10 кэВ является пиком вылета, вызванным поглощением первичного гамма-кванта с энергией 22.08 кэВ и вылетом из детектора вторичного гамма-кванта с энергией 10.98 кэВ. Следует отметить, что в отсутствие источника скорость счета падала на несколько порядков и регистрируемый энергетический спектр был равномерный, поэтому вклад фоновых событий в спектр с источником был пренебрежимо мал.

В таблице 3 представлены характеристики полученного спектра, а именно: энергия E , источник линии, относительная интенсивность линии, полученная путем нормирования на площадь пика с энергией 88.03 кэВ, и энергетическое разрешение (σ/E) найденных пиков (за исключением пиков вылета). Площадь и энергетическое разрешение линий были вычислены путем аппроксимации пиков распределением Гаусса и вычитания подложки от непрерывной части спектра.

Помимо пиков в спектре имеются две непрерывные области. Первая область, в диапазоне 25–88 кэВ, вызвана комптоновским рассеянием гамма-квантов на нечувствительных окружающих материалах и частичной потерей энергии перед попаданием в детектор. Вторая область, в диапазоне 0–22 кэВ,

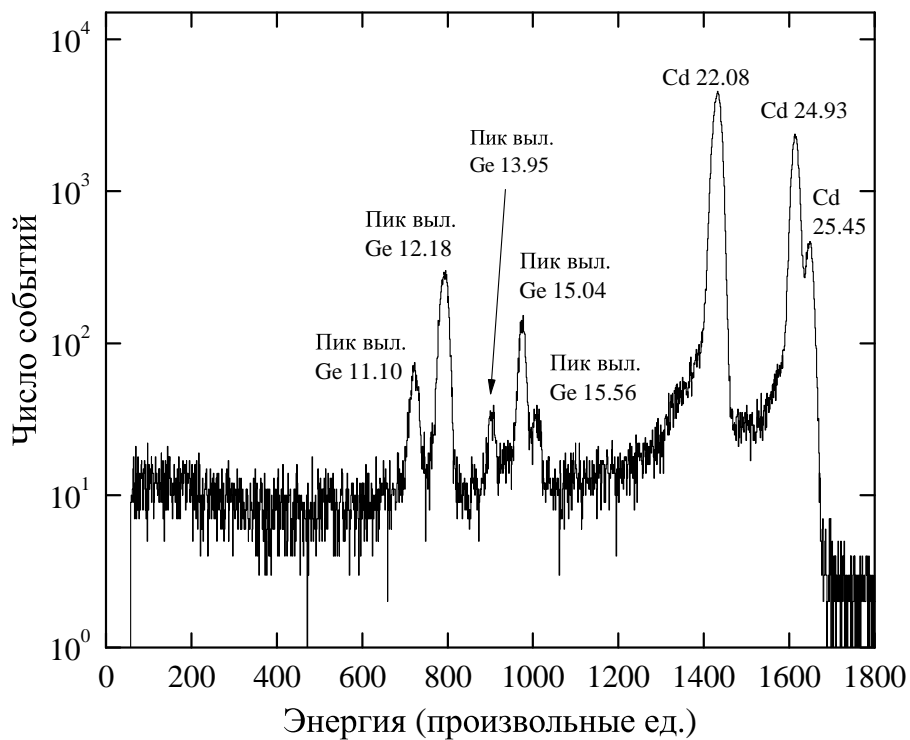
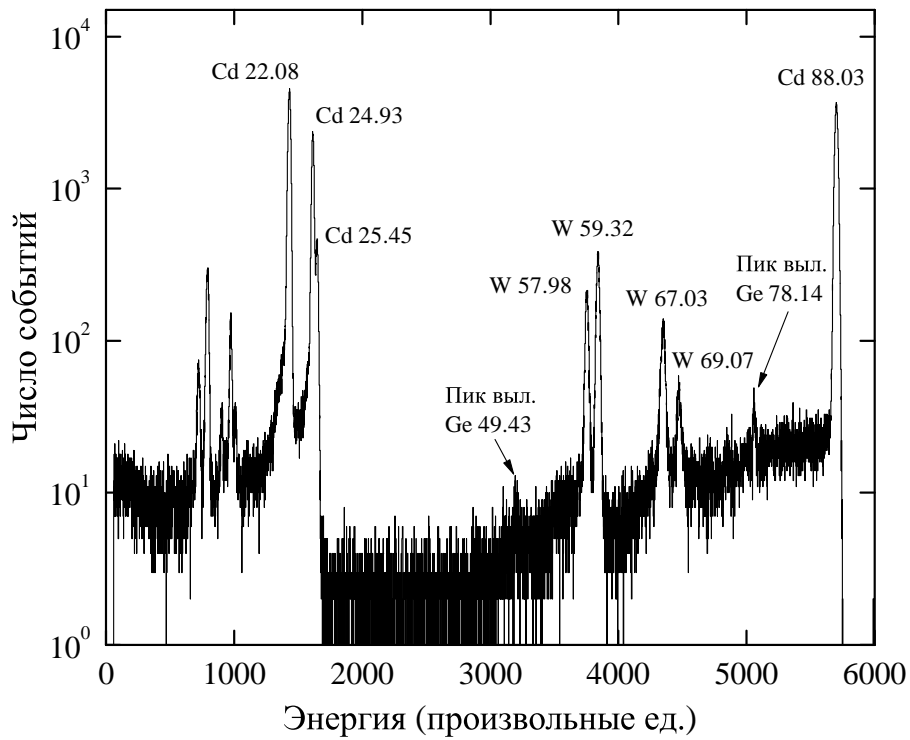


Рисунок 2.20 — Спектр излучения источника ^{109}Cd после прохождения через алюминиевый и акриловый фильтры (каждый толщиной 3 мм), измеренный при помощи HPGe-детектора: весь спектр (вверху) и низкоэнергетическая часть (внизу). Энергия линий указана в кэВ. Линии в области 60–70 кэВ вызваны характеристическим излучением вольфрамовой подложки, расположенной внутри источника ^{109}Cd . На рисунке также отмечены пики вылета германия

Таблица 3 — Пики, найденные в спектре излучения ^{109}Cd (за исключением пиков вылета). Энергии линий взяты из [149; 153]. Измерения проводились при помощи HPGe-детектора

E , кэВ	Источник линии	Интенсивность линии	$\sigma/E \times 10^3$
88.03	$^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$	1	2.2
69.07	W $k\beta_2$	0.01	2.8
67.03	W $k\beta_1 + k\beta_3$	0.037	3.6
59.32	W $k\alpha_1$	0.092	2.9
57.98	W $k\alpha_2$	0.049	2.9
25.45	Ag $k\beta_2$	0.09	5.1
24.93	Ag $k\beta_1 + k\beta_3$	0.44	5.3
22.08	Ag $k\alpha_1 + k\alpha_2$	0.97	7.0

появляется из-за того, что гамма-кванты испытывают комптоновское рассеяние в активном веществе детектора, а затем покидают его, унося часть энергии.

При регистрации излучения от источника ^{109}Cd с помощью криогенного детектора близко расположенные линии сливались из-за низкого энергетического разрешения (см. рисунок 3.2). По этой причине в эксперименте можно было различить только низкие энергии (22–25 кэВ, средняя энергия 23.5 кэВ) и высокие энергии (58–88 кэВ, средняя энергия 82 кэВ). Средний пробег рентгеновских фотонов до рассеяния в жидком аргоне составлял 1.5 мм и 30.6 мм для низкой и высокой энергии соответственно [143]. Учитывая расположение источника ^{109}Cd , коллиматора (диаметром 2 мм) и средний пробег рентгеновских фотонов в жидком аргоне, диаметр области конверсии гамма-квантов в электроны составил 4.2 мм и 7.6 мм для низкой и высокой энергии соответственно (см. рисунок 2.19).

Глава 3. Считывание двухфазных аргоновых детекторов на КФЭУ-матрицу при помощи электролюминесценции в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне

В данной главе будут рассмотрены два варианта считывания электролюминесцентного сигнала, позволяющие отказаться от использования сместителя спектра (см. параграф 1.8). Первый вариант основан на прямом считывании на КФЭУ-матрицу тормозного излучения электронов на нейтральных атомах. Этот вариант был разработан относительно недавно в процессе изучения электролюминесценции в видимом диапазоне [34; 35], поэтому возможности его применения на практике пока плохо изучены. Второй вариант основан на регистрации излучения атомарной электролюминесценции в ИК диапазоне при помощи комбинированного умножителя ТГЭУ/КФЭУ-матрица. Данный вариант считывания был рассмотрен ранее [38; 40], а в данной работе изучен более подробно.

Поскольку при использовании данной схемы считывания световыход электролюминесценции снижается относительно обычного подхода (см. рисунок 1.7), то в этой главе будет подробно рассмотрен вопрос энергетического порога детектора. Это исследование проводилось в первом цикле измерений на установке, описанной в параграфе 2.2.

Стоит отметить, что в рассмотренных вариантах считывания зарегистрировать сигнал S1 довольно проблематично, поскольку отсутствует сместитель спектра. Однако регистрация сигнала S1 не является обязательной: в частности, при низких энергиях отдачи, когда сигнал S1 слишком слаб, эксперименты могут перейти в режим работы только с сигналом S2 [87; 92]. В этой главе обсуждается проблема регистрации только электролюминесцентного сигнала (сигнала S2), а вопросы, связанные с регистрацией первичных сцинтилляций (сигнала S1), будут рассмотрены в главе 4.

3.1 Световыход ЭЛ-зазора для прямого считывания на КФЭУ-матрицу

Важной характеристикой двухфазного детектора с прямым считыванием на КФЭУ-матрицу является световыход ЭЛ-зазора. Он определяется как число фотоэлектронов (ФЭ), зарегистрированных всей КФЭУ-матрицей на один дрейфующий электрон в ЭЛ-зазоре.

Для измерения световыхода ЭЛ-зазора использовался источник гамма-излучения ^{109}Cd . Спектр излучения этого источника включает низкоэнергетические (22–25 кэВ) и высокоэнергетические линии, а именно: характеристические линии вольфрама (58–69 кэВ), который использовался в качестве подложки радионуклида, и линию 88 кэВ от самого ^{109}Cd (см. подпараграф 2.7.3). Из-за недостаточного энергетического разрешения линии 58–69 кэВ и 88 кэВ не могли быть разделены, поэтому в анализе использовалась их средневзвешенная энергия (82 кэВ).

Из-за небольшого числа фотоэлектронов и, как следствие, низкого энергетического разрешения, было невозможно напрямую разделить события с низкой и высокой энергией по амплитудному спектру с КФЭУ-матрицы: см. рисунок 3.1. С другой стороны, амплитуда ЗФЭУ+ТФБ была достаточно высокой для такого разделения: см. рисунок 3.2.

Поскольку сигналы ЗФЭУ+ТФБ и КФЭУ-матрицы коррелируют (см. рисунок 3.3), можно разделить события с большей и меньшей энергией в амплитудном спектре сигналов с КФЭУ-матрицы, выбрав соответствующие события в амплитудном спектре ЗФЭУ+ТФБ сигнала. Это видно по рисунку 3.1, где заштрихованной областью показан амплитудный спектр КФЭУ-матрицы, полученный путем выбора ЗФЭУ+ТФБ сигналов из пика с более высокой энергией: см. рисунок 3.2. Для определения световыхода ЭЛ-зазора использовалось только среднее число фотоэлектронов этой (высокоэнергетической) части спектра.

Кроме того, для расчета световыхода ЭЛ-зазора необходимо знать заряд, эмитированный из жидкости в ЭЛ-зазор. Поскольку заряд был слишком мал для прямой регистрации, то он был рассчитан с использованием данных по выходам ионизации для электронов отдачи в жидком аргоне [142] и прохождению электронов через ТГЭУ0-электрод [122]. При максимальном электрическом поле в детекторе эмитированный заряд составил 786 ± 30 электронов.

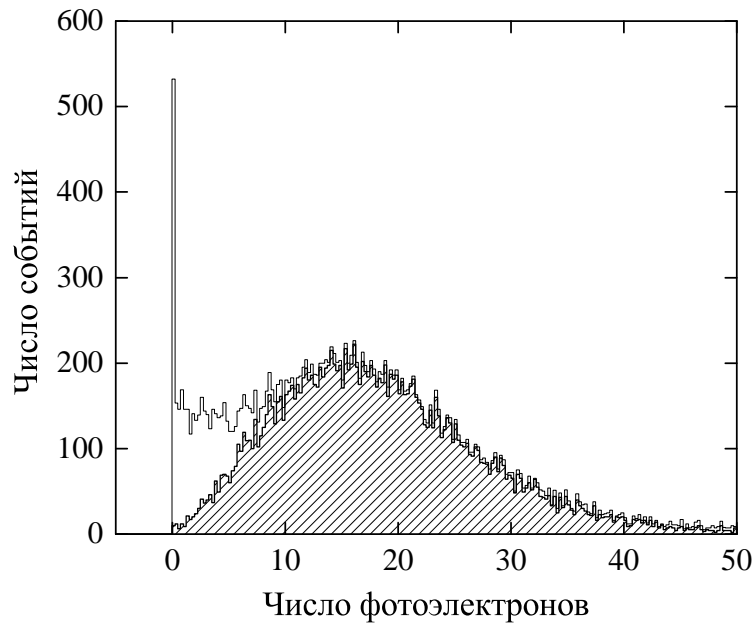


Рисунок 3.1 — Прямое считывание на КФЭУ-матрицу: амплитудный спектр сигнала со всей КФЭУ-матрицы, полученный с источником ^{109}Cd . Данные получены при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.23$ кВ/см). Заштрихованная область соответствует пику с более высокой энергией для сигналов с ЗФЭУ+ТФБ (см. рисунок 3.2)

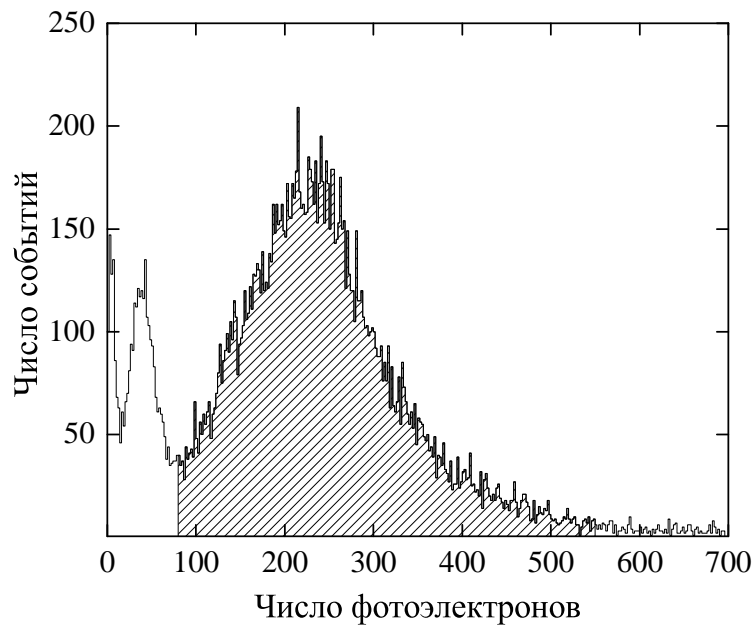


Рисунок 3.2 — Амплитудный спектр сигнала ЗФЭУ + ТФБ, полученный с источником ^{109}Cd . Данные получены при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.23$ кВ/см). Заштрихованная область соответствует пику с более высокой энергией, соответствующего гамма-излучению с энергией 58–88 кэВ

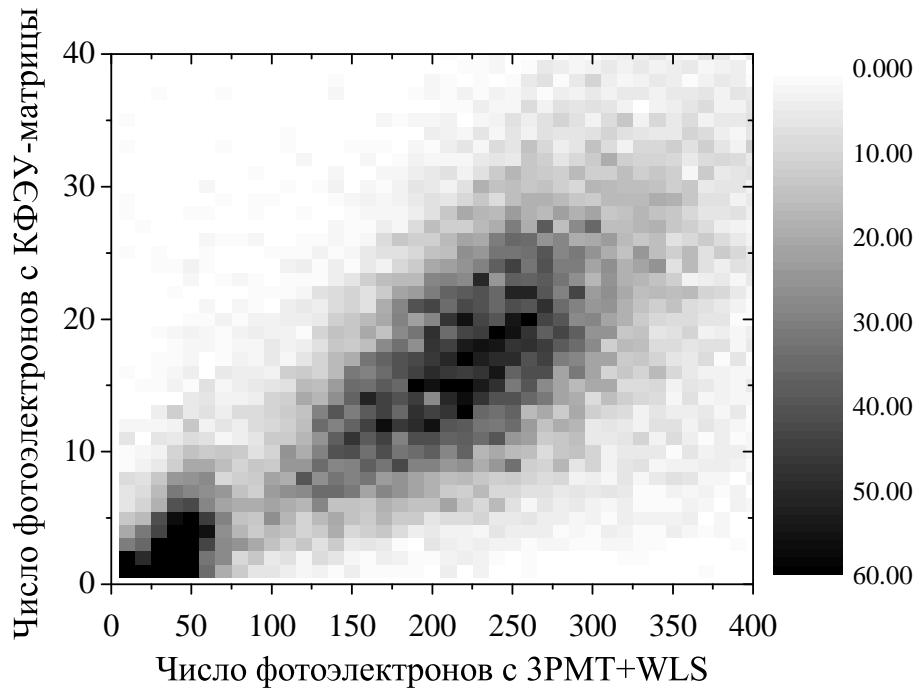


Рисунок 3.3 — Прямое считывание на КФЭУ-матрицу: корреляция между амплитудой сигналов со всей КФЭУ-матрицы и 3ФЭУ+ТФБ. Данные получены при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.23$ кВ/см)

Световыход ЭЛ-зазора был получен делением среднего числа фотоэлектронов, зарегистрированных всей КФЭУ-матрицей, на вычисленный заряд. Световыход ЭЛ-зазора, полученный таким образом, показан на рисунке 3.4 как функция электрического поля в ЭЛ-зазоре. При относительно высоких полях, от 5 до 8 Тд, зависимость от поля хорошо описывается линейно растущей функцией. Для сравнения показан световыход ЭЛ-зазора только для центрального КФЭУ, измеренный для более широкого диапазона полей в одной из наших работ [35]. На участке, где данные перекрываются, видна хорошая воспроизводимость линейной зависимости от поля.

Максимальный световыход ЭЛ-зазора составил 0.022 ФЭ/ e^- при электрическом поле в ЭЛ-зазоре 7.23 кВ/см (которое соответствует приведенному полю 8.4 Тд), что соответствует световыходу 0.2 ФЭ на кэВ энергии, выделенной в жидком аргоне. Это значение довольно мало. Далее (см. параграф 3.4) будет показано, что его можно значительно (примерно на порядок) увеличить для оптимальной конфигурации детектора.

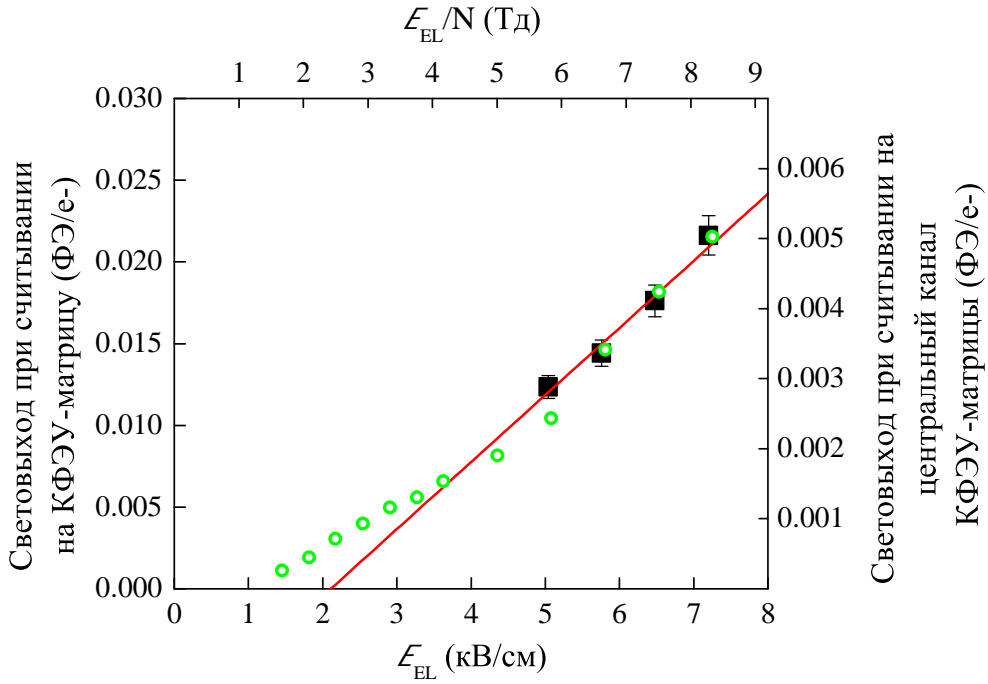


Рисунок 3.4 — Прямое считывание на КФЭУ-матрицу: световыход ЭЛ-зазора со всей КФЭУ-матрицы (закрашенные квадраты, левая шкала) как функция электрического поля или приведенного электрического поля в ЭЛ-зазоре, при средней энергии 82 кэВ, выделяемой гамма-квантами в жидком аргоне от источника ^{109}Cd . Красная линия соответствует аппроксимации экспериментальных данных. Для сравнения показан световыход ЭЛ-зазора для центрального КФЭУ, измеренный в [35] (незакрашенные круги, правая шкала)

3.2 Световыход ТГЭУ/КФЭУ-матрицы

Аналогично световыходу ЭЛ-зазора с прямым считыванием на КФЭУ-матрицу можно определить световыход комбинированного умножителя ТГЭУ/КФЭУ-матрица, расположенного над ЭЛ-зазором (или световыход ТГЭУ/КФЭУ-матрицы для краткости), как количество фотоэлектронов, зарегистрированных КФЭУ-матрицей на один дрейфующий электрон в ЭЛ-зазоре.

Здесь ТГЭУ1 работал в режиме лавинного усиления, и его зарядовое усиление измерялось с помощью импульсной рентгеновской трубки (аналогично процедуре, описанной в [154]). На рисунке 3.5 показано зарядовое усиление ТГЭУ1 в зависимости от приложенного к нему напряжения при фиксированных электрических полях в дрейфовом и электролюминесцентном промежутках.

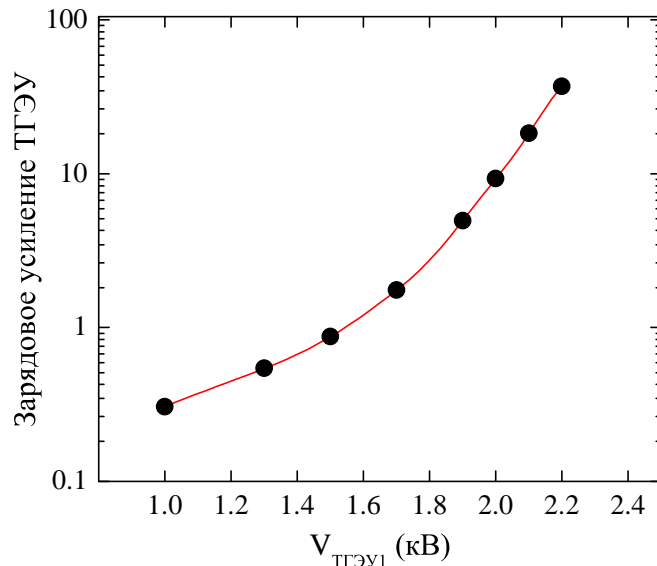


Рисунок 3.5 — Считывание на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу: зарядовое усиление ТГЭУ1 умножителя как функция приложенного к нему напряжения при фиксированных электрических полях в дрейфовом и электролюминесцентном зазорах ($\mathcal{E}_d = 0.56$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 6.5$ кВ/см)

Световыход комбинированного умножителя ТГЭУ/КФЭУ-матрица был измерен при двух напряжениях ТГЭУ1, 2.0 и 2.2 кВ, что соответствует зарядовому усилению ТГЭУ1 9 и 37 соответственно. Используя источник ^{109}Cd , были записаны амплитудные спектры сигналов с КФЭУ-матрицы. Благодаря достаточному энергетическому разрешению было возможным разделить низкоэнергетические (22–25 кэВ) и высокоэнергетические события (58–88 кэВ) без использования ЗФЭУ+ТФБ сигналов: см. рисунок 3.6. Следует отметить ухудшение энергетического разрешения при считывании на комбинированный умножитель ТГЭУ/КФЭУ-матрица по сравнению с прямым считыванием на КФЭУ-матрицу, что обусловлено собственными лавинными флуктуациями в ТГЭУ. Однако при высокой статистике дрейфующих электронов (более 10) разница в энергетическом разрешении будет не столь значительна.

Как и при прямом считывании на КФЭУ-матрицу было определено среднее число фотоэлектронов для высокоэнергетической части спектра и затем разделено на рассчитанный заряд, эмитированный в ЭЛ-зазор. Полученный таким образом световыход ТГЭУ/КФЭУ-матрицы показан на рисунке 3.7. Видно, что световыход чувствителен к усилению ТГЭУ, а не к электрическому полю в ЭЛ-зазоре. Это связано с тем, что световыход ТГЭУ/КФЭУ-матрицы в первую очередь пропорционален зарядовому усилению ТГЭУ и слабо зависит от внешнего электрического поля.

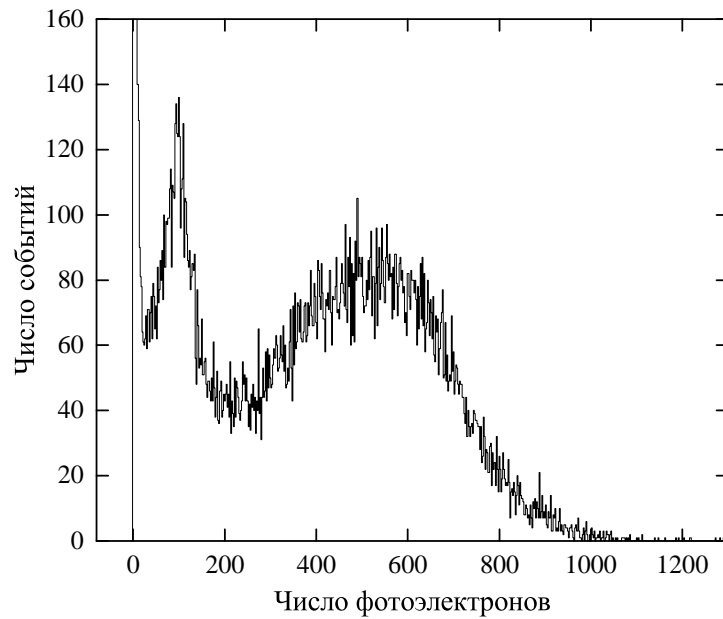


Рисунок 3.6 — Считывание на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу: амплитудный спектр сигнала со всей КФЭУ-матрицы, полученный при помощи источника ^{109}Cd , при зарядовом усилении ТГЭУ1 равном 37. Данные получены при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.23$ кВ/см)

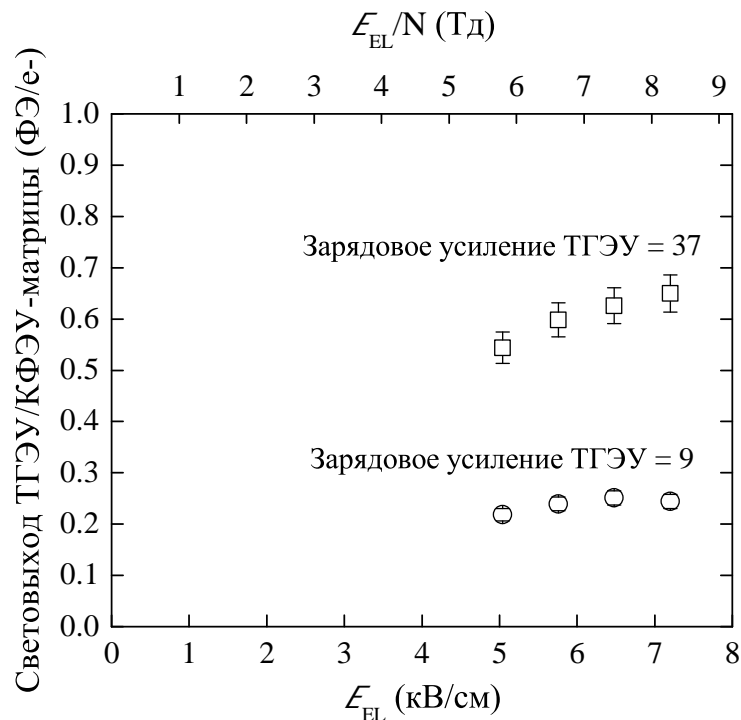


Рисунок 3.7 — Считывание на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу: световыход ТГЭУ/КФЭУ-матрицы как функция электрического поля или приведенного электрического поля в ЭЛ-зазоре при средней энергии 82 кэВ, выделяемой в жидком аргоне гамма-квантами от источника ^{109}Cd , измеренный при двух зарядовых усилениях ТГЭУ

Максимальный световой выход ТГЭУ/КФЭУ-матрицы составил 0.65 ФЭ/е^- при зарядовом усилении 37 и электрическом поле в ЭЛ-зазоре 7.23 кВ/см , что соответствует 6.2 ФЭ на кэВ энергии, выделенной в жидком аргоне. Видно, что даже при таком умеренном усилении ТГЭУ световой выход при считывании на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу значительно (более чем на порядок) увеличивается по сравнению со световым выходом при прямом считывании на КФЭУ-матрицу, что позволяет получить более низкий энергетический порог регистрации ядер отдачи. В параграфе 3.4 будет проведена оценка порогов регистрации ядер отдачи для этих схем считывания при оптимальных условиях.

3.3 Координатное разрешение криогенного детектора

Одним из основных преимуществ регистрации фотонов на КФЭУ-матрицу является высокая точность реконструкции координат событий в x, y плоскости (плоскости КФЭУ-матрицы) двухфазного детектора. В этом параграфе будет описан алгоритм реконструкции координат и нахождения координатного разрешения. Эти результаты были получены при облучении двухфазного детектора импульсной рентгеновской трубкой или источником ^{109}Cd через коллиматор с диаметром отверстия 2 мм.

3.3.1 Алгоритм реконструкции x, y координат

Определим следующие значения: x_0 — истинная координата точки взаимодействия рентгеновских фотонов в жидкости, X_i — координата центра i -го элемента КФЭУ-матрицы, N_i — количество фотоэлектронов, зарегистрированных i -м элементом КФЭУ-матрицы, N_{ch} — количество каналов КФЭУ-матрицы, x_{exp} и x_{sim} — координаты точки взаимодействия, восстановленные из экспериментальных данных и моделирования соответственно.

Алгоритм центра тяжести — один из простейших методов, широко используемых для восстановления координат [155]. Согласно этому алгоритму, x_{exp} вычисляется по следующей формуле:

$$x_{exp} = \left(\sum_{i=1}^{N_{ch}} X_i \cdot N_i \right) / \left(\sum_{i=1}^{N_{ch}} N_i \right). \quad (3.1)$$

Аналогичная формула используется для координаты y .

Хорошо известной особенностью алгоритма центра тяжести является эффект сжатия, в результате которого реконструированные координаты смещаются к центру матрицы [156]. Чтобы устранить такое систематическое смещение, необходимо найти зависимость реконструированной координаты от истинной: $x_{exp}(x_0)$. Поскольку в нашем случае x_0 неизвестен из экспериментальных данных, желаемая зависимость $x_{exp}(x_0)$ определяется моделированием: функцией $x_{sim}(x_0)$ и её обратной функцией $x_0(x_{sim})$ [157].

3.3.2 Функция светового отклика

Для нахождения зависимостей $x_0(x_{sim})$ и $y_0(y_{sim})$, очевидно, необходимо знать, как фотоэлектроны распределены по элементам КФЭУ-матрицы при заданных координатах точки взаимодействия (x_0, y_0) . Это распределение по элементам КФЭУ-матрицы (N_i) описывается следующим выражением:

$$N_i(x_0, y_0) = N_0 \cdot LRF_i(X_i - x_0, Y_i - y_0), \quad (3.2)$$

где N_0 — количество фотонов, испускаемых в точке взаимодействия (x_0, y_0) , а LRF_i — так называемая функция светового отклика [158], т.е. доля фотонов, зарегистрированных i -м элементом КФЭУ-матрицы для данной точки взаимодействия (x_0, y_0) . LRF_i имеет максимум, когда $X_i - x_0 = Y_i - y_0 = 0$, т.е. когда проекция точки взаимодействия находится в центре канала.

В принципе, LRF_i можно вычислить методом Монте-Карло, моделируя распространение фотонов в детекторе. Однако это сложная задача, поскольку не всегда возможно корректное описание свойств всех оптических поверхностей. В связи с этим LRF_i определяется эмпирически, из экспериментальных данных.

Для определения LRF_i в первую очередь было получено усредненное распределение фотоэлектронов N_i по каналам КФЭУ-матрицы для “центральных” событий (для которых максимум распределения попадает в центральный канал). На рисунке 3.8 показано трехмерное распределение, а на рисунке 3.9 — его двумерное поперечное сечение для таких “центральных” событий.

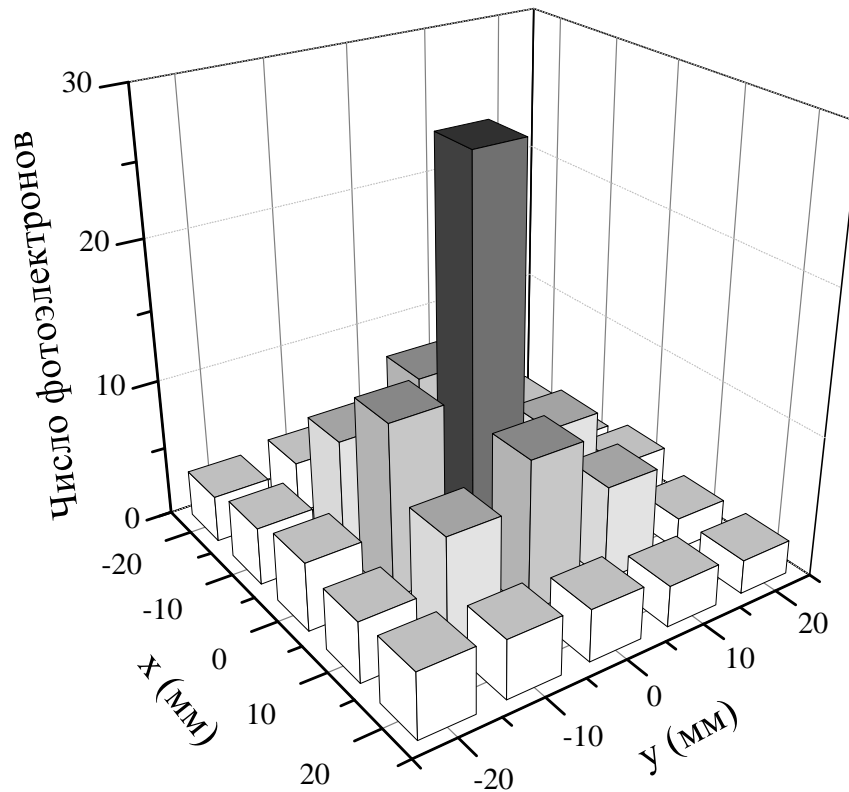


Рисунок 3.8 — Прямое считывание на КФЭУ-матрицу: усредненное распределение фотоэлектронов по каналам КФЭУ-матрицы в плоскости x , y для “центральных” событий, для которых максимум распределения находится в центральном канале. Данные были получены при максимальном приведенном поле в ЭЛ-зазоре 8.4 Тд при облучении детектора импульсным рентгеновским излучением

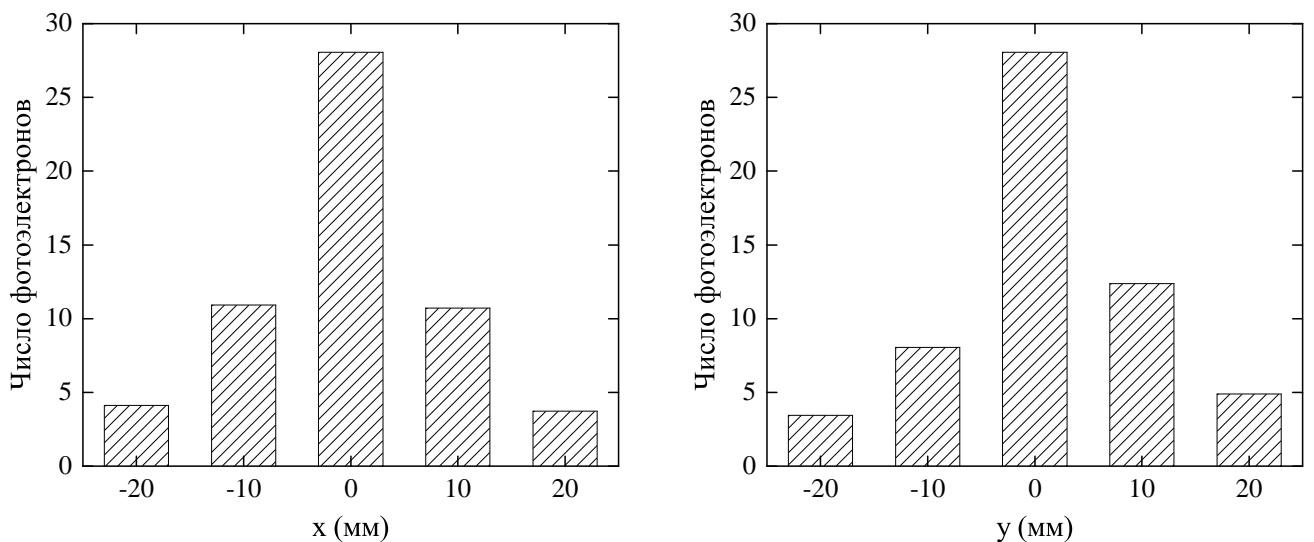


Рисунок 3.9 — Прямое считывание на КФЭУ-матрицу: двумерное поперечное сечение рисунка 3.8 при $y = 0$ (слева) и $x = 0$ (справа)

Далее используется приближение, согласно которому форма LRF_i одинакова для всех каналов КФЭУ-матрицы. Это приближение оправдано тем, что область взаимодействия в плоскости x, y была намного меньше (менее 0.5 см в диаметре), чем чувствительная область КФЭУ-матрицы ($4.6 \times 4.6 \text{ см}^2$). Таким образом, LRF , полученный для центрального канала, может быть использован (с точностью до коэффициента масштабирования) для всех остальных каналов КФЭУ-матрицы. Для нахождения значения LRF в точке с произвольными координатами использовалась линейная интерполяция между известными дискретными значениями LRF .

Используя полученную таким образом LRF , были найдены зависимости $x_0(x_{sim})$ и $y_0(y_{sim})$. С этой целью координаты x_0 и y_0 генерировались случайным образом равномерно в диапазоне $(-20 \text{ мм}, 20 \text{ мм})$, а затем координаты x_{sim} и y_{sim} рассчитывались по формуле центра тяжести (3.1). На рисунке 3.10 показана результирующая зависимость $x_0(x_{sim})$, полученная таким образом, вместе с тривиальной зависимостью $x_0 = x_{sim}$ (т.е. при отсутствии систематического сдвига).

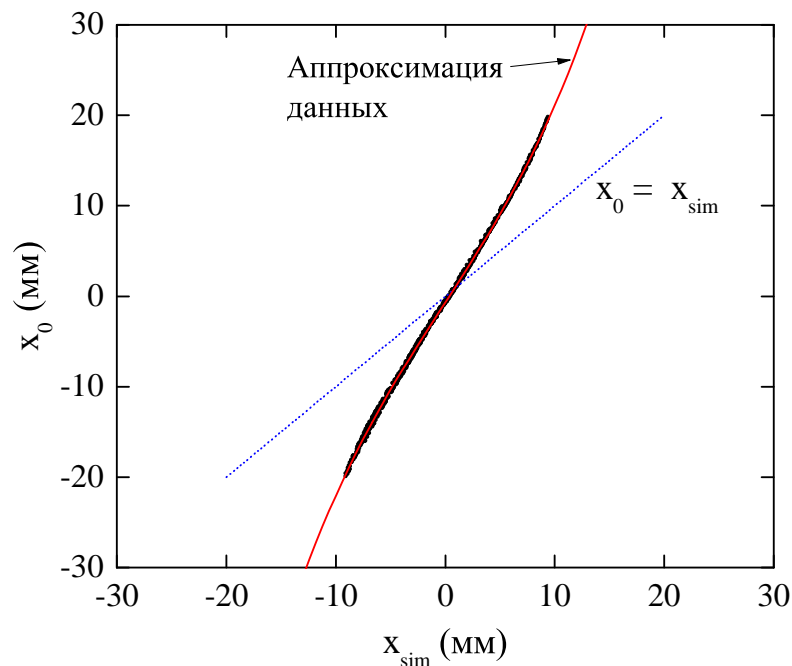


Рисунок 3.10 — Прямое считывание на КФЭУ-матрицу: истинная координата точки взаимодействия x_0 как функция восстановленной координаты x_{sim} (черные точки), полученная с помощью моделирования методом Монте-Карло с использованием экспериментальной LRF , и аппроксимация этой зависимости полиномиальной функцией (красная кривая). Для сравнения показана зависимость $x_0 = x_{sim}$ (синяя пунктирная линия)

3.3.3 Результаты x, y реконструкции

Применяя алгоритм реконструкции к экспериментальным данным и учитывая поправки на систематическое смещение, вычисленные по аппроксимирующей кривой на рисунке 3.10, были получены искомые распределения событий по координатам x и y . В частности, на рисунке 3.11 показано двухмерное распределение координат событий в плоскости x, y для прямого считывания на КФЭУ-матрицу, когда детектор облучали импульсным рентгеновским излучением через коллиматор диаметром 2 мм.

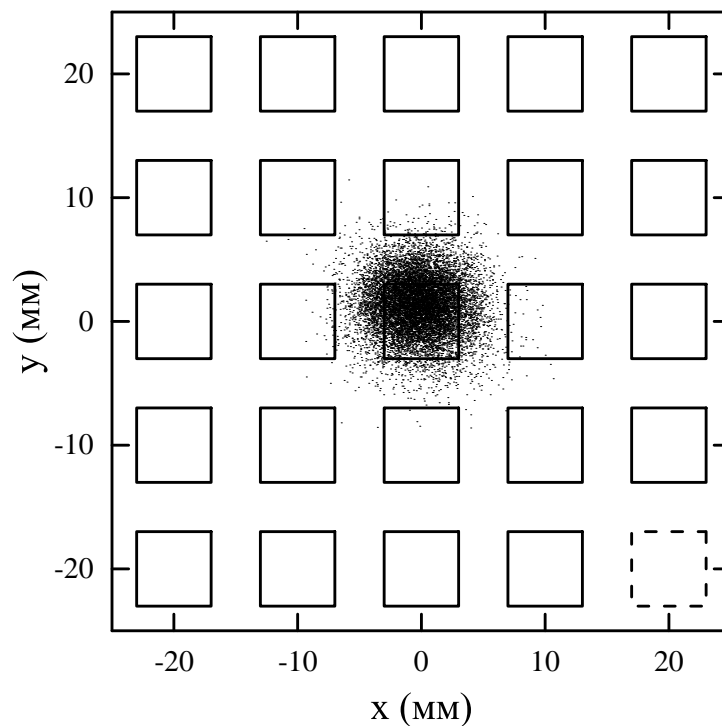


Рисунок 3.11 — Прямое считывание на КФЭУ-матрицу: двумерное координатное распределение реконструированных событий в плоскости x, y . Сплошные прямоугольники — активные КФЭУ, а пунктирный прямоугольник — неактивный КФЭУ. Данные были получены при максимальном приведенном поле в ЭЛ-зазоре, 8.4 Тд, при облучении детектора импульсным рентгеновским излучением через коллиматор с диаметром отверстия 2 мм

На рисунке 3.12 показаны проекции рисунка 3.11 по осям x и y . Также показаны аппроксимация распределения по x и y (красная кривая) и прямоугольное распределение истинной координаты точки взаимодействия (синяя пунктирная кривая). Последнее определялось геометрически с учетом взаимного расположения источника излучения и коллиматора, а также

глубины поглощения рентгеновского излучения в жидком аргоне (см. подпараграф 2.7.1). Аппроксимирующая функция представляет собой свертку этого прямоугольного распределения с функцией Гаусса. Свободный параметр функции Гаусса (σ) характеризует координатное разрешение детектора.

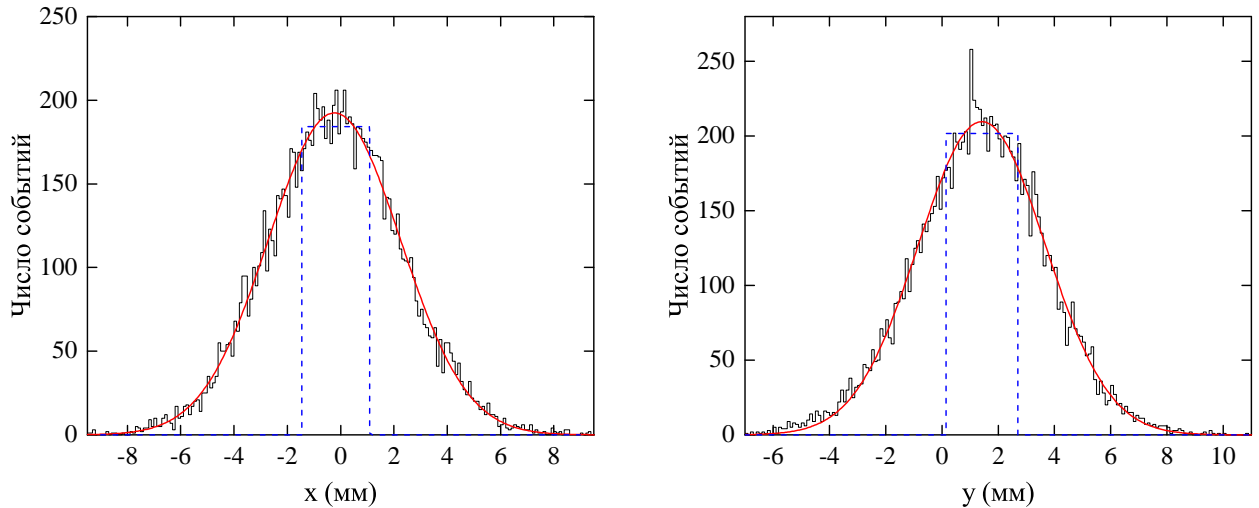


Рисунок 3.12 — Прямое считывание на КФЭУ-матрицу: проекции двумерного распределения, представленного на рисунке 3.11, на оси x и y . Также показана аппроксимация распределений по координатам x и y (красные кривые) и ожидаемые распределения истинных координат области взаимодействия (синие пунктирные кривые), определяемые геометрически с учетом взаимного расположения источника излучения и коллиматора, а также глубины поглощения рентгеновского излучения в жидком аргоне. Стоит отметить, что здесь сигнал в одном импульсе создается несколькими рентгеновскими фотонами со средней энергией 25 кэВ, поглощаемыми тонким (около 3 мм) слоем жидкого аргона вблизи катода

Аналогичным образом вычислялось координатное разрешение детектора при считывании на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу, однако в этом случае использовался источник ^{109}Cd вместо импульсной рентгеновской трубки, чтобы избежать проблем с насыщением электроники, вызванных большим потоком оптических фотонов. Для анализа использовались события как с низкой (23.5 кэВ), так и высокой (82 кэВ) энергией гамма-квантов. В случае анализа событий с высокой энергией в координатном распределении наблюдалась подложка, обусловленная комптоновским рассеянием гамма-квантов в объеме детектора. Данная подложка хорошо описывалась распределением Гаусса и вычиталась из распределения перед вычислением координатного разрешения.

На рисунке 3.13 показано координатное распределение по оси x реконструированных событий с высокой энергией (82 кэВ) при облучении криогенного детектора источником ^{109}Cd . Также показана аппроксимация распределения (красная кривая), полученная как сумма ожидаемого распределения истинной x -координаты при взаимодействии гамма-квантов через фотоэффект (синяя пунктирная кривая), свернутая с гауссовым распределением, и подложки (зеленая пунктирная кривая), описывающей распределение x -координаты при комптоновском рассеянии гамма-квантов. Данные были получены при максимальном приведенном поле в ЭЛ-зазоре, 8.4 Тд, и максимальном усилении ТГЭУ, равном 37, при облучении детектора гамма-источником ^{109}Cd через коллиматор с диаметром отверстия 2 мм.

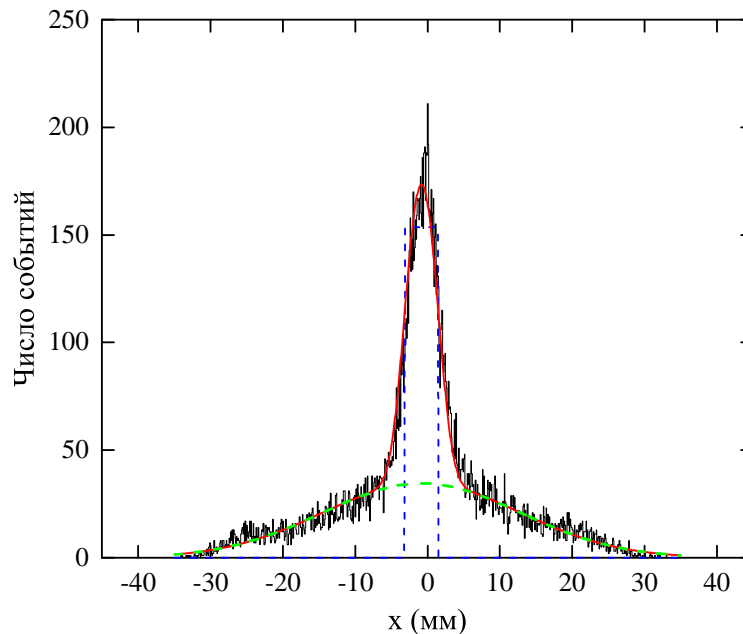


Рисунок 3.13 — Считывание на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу: координатное распределение реконструированных событий по оси x . Также показана аппроксимация распределения (красная кривая), полученная как сумма ожидаемого распределения истинной x -координаты при взаимодействии гамма-квантов через фотоэффект (синяя пунктирная кривая), свернутая с гауссовым распределением, и подложки (зеленая пунктирная кривая), описывающей распределение x -координаты при комптоновском рассеянии гамма-квантов

Координатное разрешение, очевидно, зависит от числа фотоэлектронов. Для построения данной зависимости координатное разрешение детектора было измерено при прямом считывании на КФЭУ-матрицу для различных значений поля в ЭЛ-зазоре, а в случае прямого считывания на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу —

для различных энергий источника ^{109}Cd (23.5 кэВ и 82 кэВ) и различных зарядовых усилений ТГЭУ (9 и 37) при фиксированном поле в ЭЛ-зазоре. Полученная зависимость показана на рисунке 3.14.

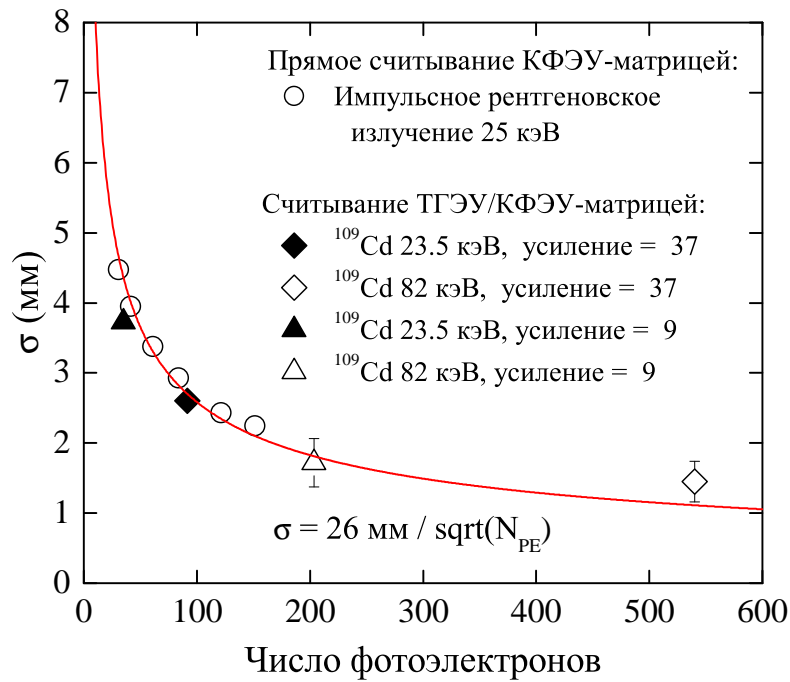


Рисунок 3.14 — Результаты по координатному разрешению, полученные в двух-фазном детекторе с прямым считыванием на КФЭУ-матрицу и считыванием на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу. Показано координатное разрешение (стандартное отклонение) как функция суммарного числа фотоэлектронов, зарегистрированных КФЭУ-матрицей. Красная кривая — аппроксимация всех данных обратной корневой функцией

Глядя на рисунок, можно сделать вывод, что координатное разрешение не зависит от схемы считывания: оно носит универсальный характер, зависящий только от суммарного числа фотоэлектронов, регистрируемых КФЭУ-матрицей (N_{PE}), и описывается обратной корневой функцией:

$$\sigma = 26 \text{ мм} / \sqrt{N_{PE}}. \quad (3.3)$$

Эта универсальность может быть связана с тем, что в обоих вариантах считывания перед КФЭУ-матрицей используется электрод ТГЭУ1, отверстия которого действуют либо как пассивные (светопропускающие) элементы оптической маски, либо как активные (светоизлучающие) элементы. Другое возможное объяснение состоит в том, что при довольно большом расстоянии

между КФЭУ в КФЭУ-матрице (1 см) разница в расстояниях до пространственных областей, где излучается свет для обеих схем считывания, становится незначительной.

3.4 Оценка порогов регистрации

В этом параграфе будет проведена оценка порогов регистрации в двухфазных аргоновых детекторах с прямым считыванием на КФЭУ-матрицу и считыванием на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу. Порог регистрации определяется как минимальная энергия, выделяемая рассеянной частицей в жидком благородном газе, которая может быть зарегистрирована детектором.

Полученные в данной работе световыходы электролюминесценции, составляющие $0.022 \text{ ФЭ}/e^-$ для прямого считывания на КФЭУ-матрицу и $0.65 \text{ ФЭ}/e^-$ для считывания на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу, могут быть значительно увеличены за счет оптимизации двухфазного детектора. Во-первых, при прямом считывании на КФЭУ-матрицу анод ТГЭУ1 с оптической прозрачностью (в сочетании с коэффициентом уменьшения угла) всего $0.28 \cdot 0.40 = 0.11$ может быть заменен прозрачным электродом с покрытием из ИТО (Indium tin oxide, оксид индия-олова) или сеткой с высоким коэффициентом прозрачности. Во-вторых, чувствительная область КФЭУ-матрицы может быть увеличена с текущих 36 % (см. рисунок 2.12) примерно до 90 %, если расположить КФЭУ ближе друг к другу. Следовательно, в оптимизированных условиях световыход может быть увеличен примерно до $0.5 \text{ ФЭ}/e^-$ для прямого считывания на КФЭУ-матрицу (при приведенном электрическом поле в ЭЛ-зазоре 8.4 Тд) и до $1.6 \text{ ФЭ}/e^-$ при считывании на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу (при зарядовом усилении ТГЭУ1, равном 37).

Порог регистрации сигнала S_2 зависит от формы импульса и скорости счета собственных шумов. Для определенности, пусть порог регистрации (по числу фотоэлектронов) составляет 10 ФЭ. Это значение достаточно для достижения удовлетворительного координатного разрешения около 1 см (см. выражение (3.3)) и энергетического разрешения около 30 % (исходя из статистики Пуассона). Теперь можно вычислить минимальное количество электронов, дрейфующих в ЭЛ-зазоре, которое будет давать сигнал в 10 ФЭ на КФЭУ-мат-

рице, используя световыходы, указанные в предыдущем абзаце. Оно составляет $20 e^-$ и $6.2 e^-$ для прямого считывания на КФЭУ-матрицу и считывания на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу соответственно.

Для грубой оценки энергетических порогов использовался ионизационный выход в жидком аргоне, измеренный в [159] при низких энергиях (около нескольких кэВ): он составляет $10 e^-/\text{кэВ}_{ee}$ для электронов отдачи и $3.6 e^-/\text{кэВ}_{nr}$ для ядер отдачи при дрейфовом поле 0.24 кВ/см (что близко к значению дрейфового поля в эксперименте DarkSide-50 [93]). Энергетический порог вычислялся как отношение минимального количества электронов, дрейфующих в ЭЛ-зазоре (полученное в предыдущем абзаце), к ионизационному выходу. Соответствующие пороги регистрации представлены в таблице 4. Здесь подразумевалось 100% прохождение электронов через электрод ТГЭУ0, так как этого можно легко достичь, увеличив приложенное к ТГЭУ0 напряжение [122].

Таблица 4 — Пороги регистрации, соответствующие сигналу в 10 ФЭ на КФЭУ-матрице, которые могут быть достигнуты в оптимальных условиях для двух вариантов альтернативной схемы считывания двухфазных аргонных детекторов с ЭЛ-зазором толщиной 1.8 см, выраженные в дрейфующих электронах в ЭЛ-зазоре (e^-) и энергии, выделяемой в жидком аргоне электронами (кэВ_{ee}) и ядрами (кэВ_{nr}) отдачи при дрейфовом поле в жидком аргоне 0.24 кВ/см . Также показаны световыходы ЭЛ-зазора

Схема считывания	Порог регистрации для 10 ФЭ,			Световыход
	e^-	кэВ_{ee}	кэВ_{nr}	ЭЛ-зазора, $\text{ФЭ}/e^-$
Прямое считывание на КФЭУ-матрицу (толщина ЭЛ-зазора 1.8 см, $\mathcal{E}_{EL}/N = 8.4 \text{ Тд}$)	20	2	5.6	0.5
Считывание на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу (зарядовое усиление ТГЭУ = 37)	6.2	0.6	1.7	1.6

3.5 Обсуждение

Значения, представленные в таблице 4, следует рассматривать как ориентировочные, однако они могут быть использованы для выбора схемы считывания. В частности, порог регистрации ядер отдачи для прямого считывания на КФЭУ-матрицу составляет порядка 6 кэВ_{nr} , что достаточно для поиска WIMP с массой выше $10 \text{ ГэВ}/c^2$. Для считывания на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу порог в три раза ниже, порядка 2 кэВ_{nr} , что уже близко к порогу регистрации в эксперименте DarkSide-50 [87], где получен предел на сечение для масс WIMP в несколько $\text{ГэВ}/c^2$. Более того, порог можно дополнительно снизить, подняв зарядовое усиление ТГЭУ, например, используя двойной ТГЭУ умножитель [109; 160].

Стоит отметить, что для регистрации WIMP малой массы (менее $1 \text{ ГэВ}/c^2$) детектор должен обладать минимально возможным энергетическим порогом, достичь которого не так просто. Однако детектор с прямой регистрацией света в видимом и инфракрасном диапазоне вполне может использоваться для регистрации частиц в случае большого энерговыделения. В качестве примера рассмотрим отклик детектора на 1 МэВ сигнал, вызванный рассеянием солнечных нейтрино, в частности, при регистрации CNO-нейтрино, как предложено в работе [161]. Принимая во внимание ионизационный выход электронов отдачи [162] и световыход ЭЛ-зазора из таблицы 4, для 1 МэВ сигнала число дрейфующих электронов и фотоэлектронов при считывании на ТГЭУ/КФЭУ-матрицу будет превышать 12000 и 20000 соответственно. Такое большое значение числа электронов и фотоэлектронов обеспечит достаточное энергетическое разрешение, около 1%, необходимое для корректного определения потока CNO-нейтрино и позволит продвинуться в решении проблемы солнечной металличности.

Несмотря на ограниченные возможности использования детекторов с прямой регистрацией электролюминесцентного сигнала, их исследование позволяет лучше понять процессы, происходящие в действующих (например, DarkSide-50) и разрабатываемых (например, DarkSide-20k) двухфазных детекторах темной материи на основе аргона. В таких детекторах при низком электрическом поле в электролюминесцентном зазоре помимо эксимерной электролюминесценции возможно будет замечен вклад от электролюминесценции тормозного

излучения на нейтральных атомах, что повлияет на световыход и форму электролюминесцентного сигнала [163].

В данной главе был рассмотрен вопрос регистрации только сигнала S2, поскольку без использования сместителя спектра интенсивность сигнала S1 довольно низкая. Однако сигнал S1 играет важную роль в подавлении фона, благодаря возможности разделения электронов и ядер отдачи по форме сигнала. В отсутствие сигнала S1 подавление фона должно быть аналогично тому, которое применялось в экспериментах по поиску темной материи в режиме регистрации только сигнала S2 [87;92], в частности, с использованием эффективного пассивного экранирования двухфазного детектора от внешнего фона и корректного моделирования регистрируемого фона методом Монте-Карло.

В следующей главе будет рассмотрен вопрос регистрации сигнала S1 напрямую, без сместителя спектра.

Глава 4. Изучение первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в чистом жидком аргоне

Доминирующим механизмом первичных сцинтилляций в жидком аргоне является эксимерный механизм [23; 95; 164], обладающий высоким фотонным выходом, около 40×10^3 фотон/МэВ [164]. В эксимерном механизме излучаются фотоны с длиной волны около 128 нм, поэтому для их регистрации необходимо использовать сместитель спектра для преобразования ВУФ в видимый свет, пригодный для регистрации с помощью ФЭУ или КФЭУ. Однако использование сместителей спектра может вызвать определенные сложности при увеличении размеров двухфазных детекторов на основе аргона (см. параграф 1.8).

С другой стороны, есть наблюдения, указывающие на регистрацию в жидком аргоне первичного излучения в видимом и ближнем ИК диапазонах [37–40; 42; 43; 45; 129], хотя и с гораздо меньшей интенсивностью, порядка 500 фотон/МэВ [38; 129]. Механизм такого излучения до сих пор неясен.

В работе [34] было высказано предположение, что такие первичные сцинтилляции в видимом диапазоне в жидком аргоне могут быть объяснены тормозным излучением электронов с энергией 1–10 эВ на нейтральных атомах (эффект ТИН). К настоящему времени эффект ТИН в виде электролюминесценции в благородных газах был изучен экспериментально [34; 35; 115; 165–169] и теоретически [117; 118; 170]. Предположительно, аналогичный эффект ТИН может существовать в виде первичных сцинтилляций в видимом и ближнем ИК диапазонах.

В данной главе будет проведено систематическое исследование первичных сцинтилляций в чистом жидком аргоне в видимом и ближнем ИК диапазонах в зависимости от типа ионизирующего излучения и приложенного электрического поля с использованием разных типов фотодетекторов на установке, описанной в параграфе 2.3 (второй цикл измерений). В итоге будет вычислен абсолютный световой выход и проведено сравнение с другими работами.

4.1 Спектры излучения в жидком аргоне

В работах Heindl et al. [37] и Auger et al. [43] были измерены спектры излучения жидкого аргона в видимом диапазоне. На рисунке 4.1 показаны эти спектры, а также приведены данные по эффективности регистрации фотонов при помощи КФЭУ (PDE), по квантовой эффективности ФЭУ (QE) и по коэффициенту пропускания акриловой пластины с повышенной прозрачностью в ультрафиолете и обычной акриловой пластины, расположенной перед ФЭУ и КФЭУ матрицей соответственно. Спектральные приборы были нечувствительны к ВУФ, так как в экспериментальной установке отсутствовал сместитель спектра.

Учитывая приведенные спектральные зависимости, ожидается, что как ФЭУ, так и КФЭУ будут чувствительны к излучению жидкого аргона в видимом диапазоне.

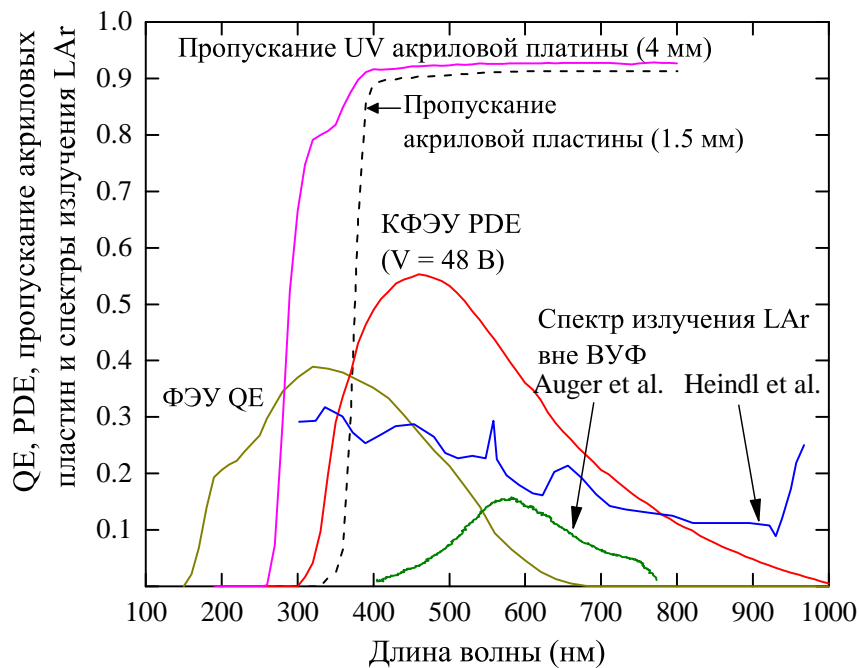


Рисунок 4.1 — Эффективность регистрации фотонов (PDE) КФЭУ (MPPC 13360-6050PE [130]) при напряжении 48 В (перенапряжение 5.9 В), квантовая эффективность (QE) ФЭУ R6041-506MOD при 87 К, коэффициент пропускания УФ и обычной акриловой пластины, расположенной перед ФЭУ и матрицей КФЭУ соответственно. Также показаны спектры сцинтилляций жидкого аргона вне ВУФ, представленные в Heindl et al. [37] и Auger et al. [43]

4.2 Анализ формы сигнала

Анализ формы сигнала может дать ценную информацию о механизмах первичных сцинтилляций в жидком аргоне.

На рисунке 4.2 показана усредненная форма сигнала S1, полученная при регистрации альфа-частиц при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.81$ кВ/см) и импульсного рентгеновского излучения при нулевом поле в чистом жидком аргоне при помощи сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы. Максимальное электрическое поле было необходимо для обеспечения эффективного самозапуска по сигналу S2, поскольку сигнал S1 имел низкую интенсивность.

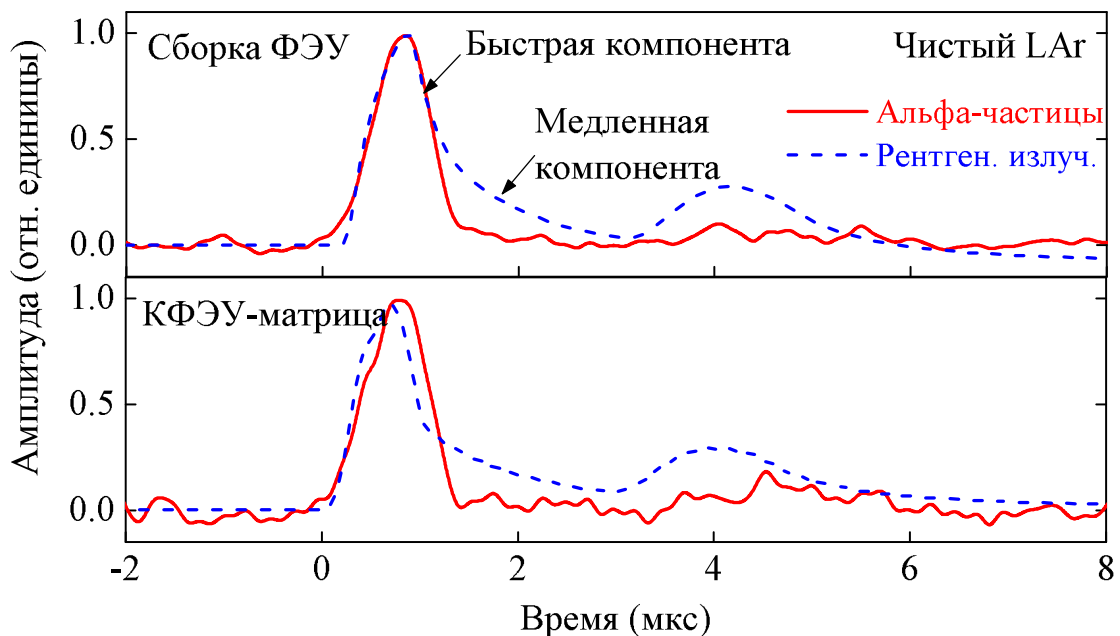


Рисунок 4.2 — Усредненная форма сигналов S1, полученная при регистрации альфа-частиц и импульсного рентгеновского излучения в чистом жидком аргоне при помощи сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы. Данные с импульсным рентгеновским излучением и альфа-частицами были получены при нулевом и максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.81$ кВ/см) соответственно. Высота всех сигналов была нормирована на максимальное значение амплитуды

Сигнал S1, полученный при помощи импульсной рентгеновской трубки, имел два разделенных по времени пика из-за характерной структуры излучения самой рентгеновской трубки (см. рисунок 2.17). При дальнейшем анализе

формы сигнала правый пик не используется. Левый пик сигнала S1 имеет две составляющие: пик с шириной на полувысоте около 0.5 мкс и протяженную часть, хорошо заметную в интервале от 1 мкс до 3 мкс. В то же время сигнал S1, полученный с источником альфа-частиц, состоял только из одного пика с шириной на полувысоте около 0.5 мкс. Как в случае с рентгеновским излучением, так и в случае с альфа-частицами, ширина данного пика определялась временем формирования усилителей, что было подтверждено в процессе изучения отклика усилителей.

Анализируя формы сигнала, можно сделать вывод, что при регистрации рентгеновского излучения первичные сцинтилляции имели быструю ($\tau_f < 100$ нс) и медленную ($\tau_s \sim 1$ мкс) компоненты примерно одинаковой интенсивности, а при регистрации альфа-частиц имелась только быстрая компонента. Получить более точную оценку на время быстрой компоненты представляется затруднительным из-за большого времени формирования усилителей. Наличие быстрой компоненты может указывать на то, что первичные сцинтилляции возникли благодаря эффекту ТИН, который в жидком аргоне длится порядка наносекунды (см. подпараграф 1.7.3). Причины возникновения медленной компоненты при регистрации рентгеновского излучения пока остаются неясными.

Также стоит отметить, что форма сигнала S1 не зависела от электрического поля в криогенном детекторе. Это указывает на отсутствие влияния сигнала S2 на измерение характеристик первичных сцинтилляций.

4.3 Зависимость световыхода от дрейфового поля

На рисунке 4.3 показан световыход первичных сцинтилляций в жидком аргоне, выраженный в числе фотоэлектронов, зарегистрированных сборкой ФЭУ и КФЭУ-матрицей в зависимости от дрейфового поля. Число фотоэлектронов интегрировалось по интервалу времени 10 мкс от начала сигнала и нормировалось на число фотоэлектронов при нулевом электрическом поле. При нулевом электрическом поле было зарегистрировано 33 ФЭ и 40 ФЭ на КФЭУ-матрицу и сборку ФЭУ соответственно.

Видно, что световыход первичных сцинтилляций в видимом диапазоне практически не зависит от дрейфового поля, в отличие от световыхода эксци-

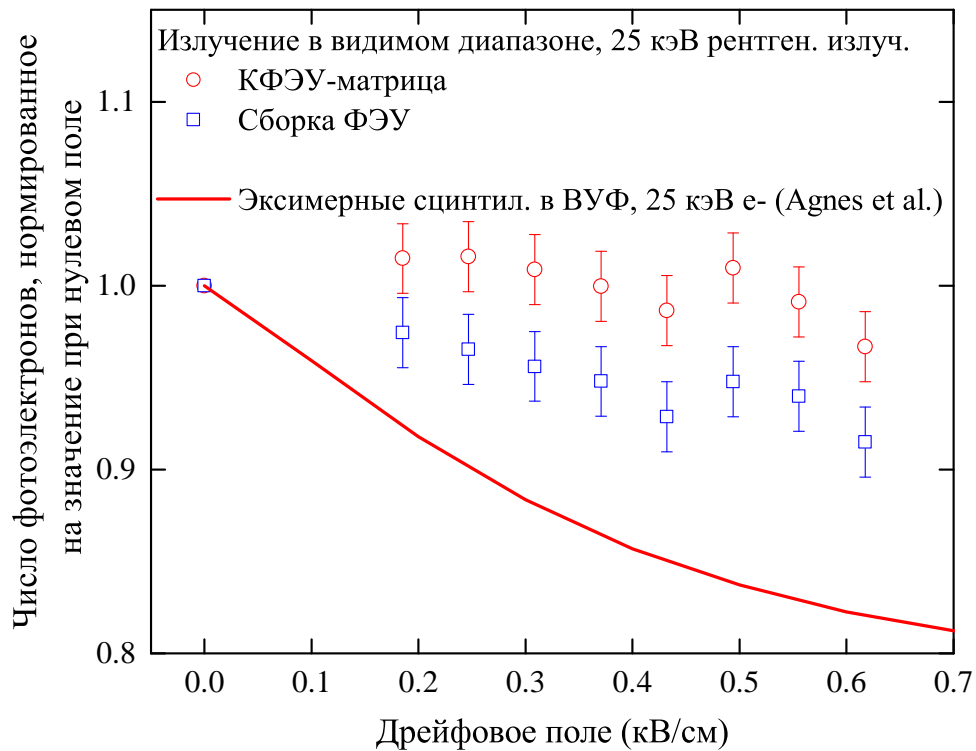


Рисунок 4.3 — Относительное число фотоэлектронов при первичных сцинтилляциях в видимом диапазоне в зависимости от электрического поля, полученное при регистрации импульсного рентгеновского излучения со средним энерговыделением 25 кэВ при помощи сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы (синие и красные точки). Для сравнения показан относительный световыход эксимерных (ВУФ) сцинтилляций, вызванный электронами с энергией 25 кэВ, полученный из Agnes et al. [108] с использованием значения тормозной способности электронов в аргоне [171] (кривая)

мерных (ВУФ) сцинтилляций, который существенно уменьшается с дрейфовым полем, что объясняется ослаблением рекомбинационного эффекта при более высоких полях [164]. Это различие, очевидно, указывает на разные механизмы излучения в видимом диапазоне и эксимерных сцинтилляций в ВУФ, а именно на то, что на излучение в видимом диапазоне не влияет электрон-ионная рекомбинация.

4.4 Энерговыделение

Для расчета абсолютного световыхода первичных сцинтилляций необходимо знать энергию, выделенную в жидком аргоне.

При измерениях с альфа-частицами в каждом событии регистрировалась в основном одна альфа-частица, что подтверждается при анализе амплитудного спектра сигнала S2. Таким образом, в случае альфа-частиц выделенная энергия (5.5 МэВ) была хорошо определена.

При измерениях с импульсным рентгеновским излучением детектор регистрировал большое количество рентгеновских фотонов в каждом импульсе и в данном случае энерговыделение (E_{dep}) можно определить по следующей формуле:

$$E_{dep} = N_i \cdot W, \quad (4.1)$$

где N_i — заряд первичной ионизации, а $W=23.6$ эВ — энергия, необходимая для образования одной электрон-ионной пары в жидком аргоне [172].

Для вычисления заряда первичной ионизации (N_i) использовались экспериментальные данные по заряду, наведенному на ТГЭУ1 (N_{coll}) [23; 164; 173]:

$$N_{coll} = N_i \cdot \frac{T_e \cdot \exp(-K_{att} \cdot C \cdot X)}{1 + k_{rec}/\mathcal{E}}, \quad (4.2)$$

где k_{rec} - коэффициент электрон-ионной рекомбинации в жидком аргоне, T_e - эффективность прохождения электронов через электрод ТГЭУ0, K_{att} - коэффициент прилипания к электроотрицательным примесям с концентрацией C электронов, дрейфующих на расстояние X в электрическом поле \mathcal{E} . Коэффициент прилипания был взят из [173]:

$$K_{att} = 0.95/\mathcal{E}^{0.8}, \quad (4.3)$$

где K_{att} выражается в $(\text{ppm} \cdot \text{мм})^{-1}$ и \mathcal{E} в кВ/см. Коэффициент рекомбинации зависит от энергии гамма-квантов и описывается следующим выражением (см. рисунок 4 в [129]):

$$k_{rec}[\text{В/см}] = (485 \pm 30) + (47000 \pm 2000)/E[\text{кэВ}]. \quad (4.4)$$

Для вычисления коэффициента рекомбинации использовалось значение энергии 25 кэВ, соответствующее среднему значению энергии гамма-квантов,

поглощающихся в чувствительной области криогенного детектора при измерениях с импульсной рентгеновской трубкой.

Заряд, эмитированный из жидкой фазы криогенного детектора в газовую, собирался на аноде, в роли которого выступал ТГЭУ1 (см. рисунок 2.7). Далее заряд с ТГЭУ1 усиливался и регистрировался считывающей электроникой. Для нахождения собранного заряда в числе электронов проводилась калибровка усилительного тракта при помощи генератора прямоугольных сигналов и RC-цепочки.

Зависимость собранного заряда в чистом аргоне от дрейфового поля была аппроксимирована выражением (4.2), где в качестве свободных параметров использовался заряд первичной ионизации (N_i) и концентрация электроотрицательной примеси (C): см. рисунок 4.4. Полученная концентрация примеси составила 2 ± 0.8 ppb, что соответствует времени жизни электрона 150 ± 60 мкс при дрейфовом поле 200 В/см.

Итого, полученный заряд первичной ионизации в измерениях с импульсной рентгеновской трубкой составил 7.9×10^6 e^- , что соответствует энерговыделению 186 МэВ (см. выражение (4.1)).

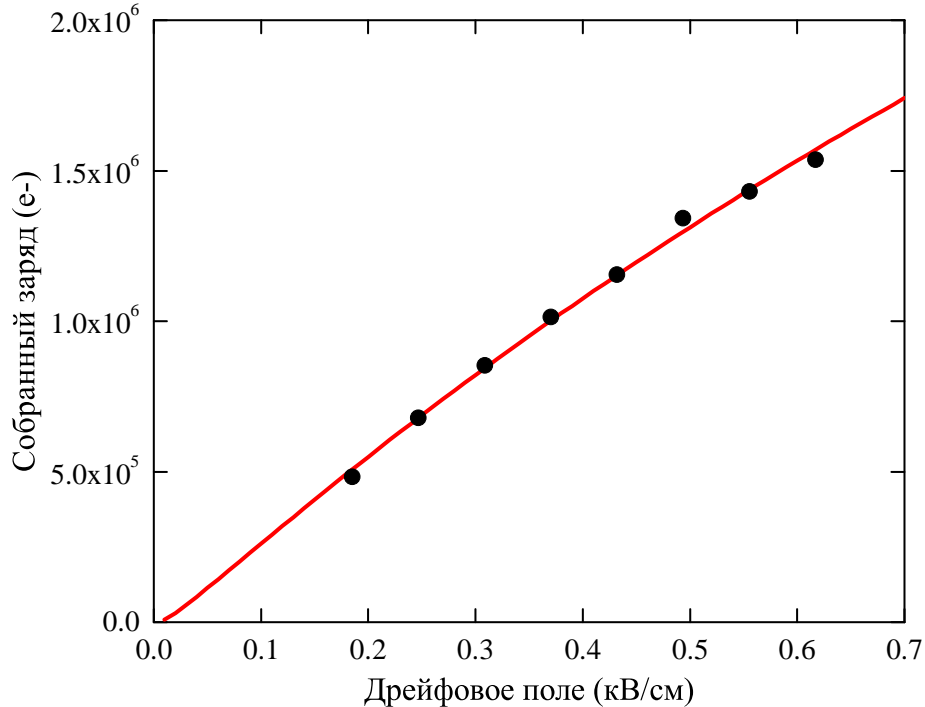


Рисунок 4.4 — Собранный заряд в чистом жидком аргоне как функция дрейфового поля, полученный в однофазном режиме. Красная кривая — это аппроксимация данных выражением (4.2), где N_i и C — свободные параметры

4.5 Абсолютный световыход

Абсолютный световыход определяется как число испущенных фотонов на 1 МэВ выделенной энергии, т.е. он равен отношению числа фотоэлектронов к выделенной энергии и к эффективности преобразования фотонов в фотоэлектроны (photon-to-photoelectron conversion efficiency, PCE): $Y = N_{PE}/E_{dep}/PCE$.

Величина PCE вычислялась при помощи моделирования распространения фотонов в криогенном детекторе методом Монте-Карло в программе Geant4 [174]. В моделировании была детально описана геометрия детектора и спектральные характеристики излучения в жидком аргоне (из работы [37] и [43]), пропускания акрила и квантовой эффективности и эффективности регистрации фотонов (см. рисунок 4.1). Также в моделировании были заложены свойства оптических поверхностей: коэффициент отражения, доля диффузного/зеркального отражения, степень шероховатости поверхности. Как оказалось, около 70% фотонов попадало в детектор напрямую (без отражений), поэтому влияние свойств оптических поверхностей было не столь существенно. На рисунке 4.5 показана модель распространения фотонов в криогенном детекторе при регистрации альфа-частицы.

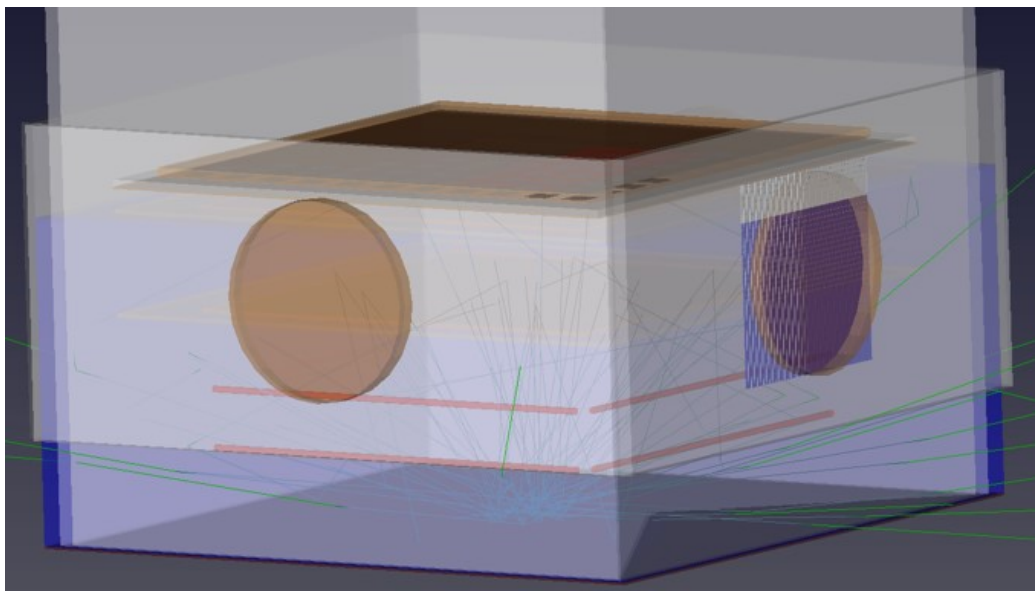


Рисунок 4.5 — Модель распространения фотонов в криогенном детекторе при регистрации альфа-частицы, полученная в программе Geant4

В таблице 5 показан вычисленный абсолютный световыход для чистого жидкого аргона при регистрации импульсного рентгеновского излучения (при нулевом поле) и альфа-частиц (при максимальном электрическом поле) в диапазоне длин волн 400–1000 нм. Погрешность определения абсолютного световыхода складывалась из погрешностей определения числа фотоэлектронов, энерговыделения и эффективности конверсии фотонов в фотоэлектроны. Погрешность в числе фотоэлектронов составила около 10% в случае рентгеновского излучения (в основном из-за погрешности в определении однофотоэлектронного сигнала) и 15% в случае альфа-излучения (из-за погрешности в определении однофотоэлектронного сигнала и малой статистики). Погрешность определения энерговыделения составила около 15% в случае рентгеновского излучения, в то время как для альфа-частиц погрешность была незначительная ($<1\%$). Погрешность в определении эффективности конверсии фотонов в фотоэлектроны составила около 10% как для сборки ФЭУ, так и для КФЭУ-матрицы, и была связана с неопределенностью в значении квантовой эффективности и эффективности регистрации фотонов соответственно. Итоговая погрешность абсолютного световыхода была вычислена как квадратный корень из суммы квадратов вышеупомянутых факторов и составила около 20% вне зависимости от источника ионизирующего излучения и типа фотодетектора.

Таблица 5 — Абсолютный световыход, зарегистрированный КФЭУ-матрицей и сборкой ФЭУ при регистрации импульсного рентгеновского излучения и альфа-частиц, вычисленный в диапазоне длин волн 400–1000 нм с использованием спектра излучения из [37] и [43]

Источник излучения	Спектральное устройство	Абсолютный световыход, фотон/МэВ, для спектра	
		Heindl et al. [37]	Auger et al. [43]
25 кэВ рентген. излуч.	Сборка ФЭУ	71 ± 14	121 ± 24
	КФЭУ-матрица	212 ± 42	187 ± 37
5.5 МэВ альфа-частицы	Сборка ФЭУ	43 ± 9	107 ± 22
	КФЭУ-матрица	98 ± 20	87 ± 17

Интересно, что для данных с КФЭУ-матрицы, в отличие от данных со сборки ФЭУ, световой выход практически не зависит от выбранного спектра излучения в жидком аргоне. Предполагается, что наблюдаемая зависимость световых выходов от выбора спектра излучения для данных со сборки ФЭУ объясняется довольно ограниченным диапазоном чувствительности ФЭУ, от 250 нм до 650 нм. В то же время диапазон чувствительности КФЭУ-матрицы оказывается шире, от 350 нм до 1000 нм, поэтому выбор конкретного спектра (из [37] или [43]) не оказывает большого влияния на световой выход. Таким образом, использовались данные с КФЭУ-матрицы, поскольку это позволит сделать хорошую оценку абсолютного световых выходов, не зная точной формы спектра излучения в наших условиях измерения.

Итоговый абсолютный световой выход в чистом жидком аргоне был принят как среднее между световыми выходами, полученными при использовании двух спектров излучения (для [37] и [43]), используя данные с КФЭУ-матрицы: он составил 200 ± 50 фотон/МэВ и 92 ± 23 фотон/МэВ для импульсного рентгеновского излучения и альфа-частиц соответственно.

4.6 Сравнение с предыдущими результатами

В таблице 6 показана сводка результатов по первичным сцинтилляциям в жидком аргоне в видимом и ближнем ИК-диапазонах. Сравним их с данными текущей работы.

Прежде всего, результаты текущей работы подтверждают результаты наших (Новосибирской группы) предыдущих работ [38–40]. Действительно, с помощью той же рентгеновской трубки там наблюдались первичные сцинтилляции в жидком аргоне в диапазоне 400–1000 нм. Форма сигнала была проанализирована в большем масштабе времени, около 50 мкс, в результате чего быстрая и медленная временные компоненты не были различимы, в отличие от измерений, полученных в текущей работе (см. рисунок 4.2). Используя спектр из работы [37], был определен абсолютный световой выход: он составил 510 ± 90 фотон/МэВ, что 2.5 раза выше световых выходов, полученного в текущей работе. Как и в текущей работе, зависимости от электрического поля практически не наблюдалось. Следует отметить, что в текущей работе при измерениях

Таблица 6 — Сводка результатов по первичным сцинтилляциям в чистом жидком аргоне в видимом и ближнем ИК-диапазонах

Ссылка	Источник излучения	Эл. поле, кВ/см	Спектральный диапазон, нм	Световыход в вид. и ближ. ИК-диап., фотон/МэВ	Комментарии
[36; 37]	12 кэВ e^-	0	300–1000	Наблюдался	Измерен спектр
[38–40]	25 кэВ рентген. излуч.	0–30	400–1000	510 ± 90	Нет зависис. от поля
[46] [41]	12 кэВ e^-	0	500–1000	Не наблюда. Наблюд. в ближнем ИК-диап.	
[42]	511 кэВ γ -излуч.	0	715–900	Наблюдался	$\tau_f < 100$ нс $\tau_s \approx 2–4$ мкс Нет зависис. от поля
[43]	Высоковольтный пробой 25 кэВ	≤ 200	400–800	Наблюдался	Измерен спектр
Эта работа	рентген. излуч.	0–0.62	350–1000	200 ± 50	$\tau_f < 100$ нс $\tau_s = 1 \pm 0.3$ мкс
[47]	5.3 МэВ α	0	300–650	Не наблюдался	< 10 фотон/МэВ
[44]	10 МэВ протоны	0	300–1000	Наблюдался	Измерен спектр
[45]	5.4 МэВ α	0	715–900	Наблюдался	$\tau_f < 100$ нс
Эта работа	5.5 МэВ α	0.3–0.62	350–1000	92 ± 23	Нет медл. компон. Нет зависис. от поля

с рентгеновским излучением сигнал имел быструю ($\tau_f < 100$ нс) и медленную ($\tau_s \sim 1$ мкс) компоненты с примерно одинаковым вкладом. С другой стороны, в

измерениях с альфа-частицами наблюдалась только быстрая компонента, что может свидетельствовать о несколько разных механизмах излучения при облучении жидкого аргона рентгеновским излучением и альфа-частицами.

Текущие результаты также согласуются с последними результатами группы FNAL [42; 45]: там наблюдались первичные сцинтилляции в диапазоне 715–900 нм (ближний ИК-диапазон) при облучении жидкого аргона гамма-излучением с энергией 511 кэВ и альфа-частицами с энергией 5.4 МэВ. Анализируя формы сигналов, представленные в [42], можно сделать вывод, что авторы наблюдали быструю ($\tau_f < 100$ нс) и медленную ($\tau_s = 2-4$ мкс) компоненты сигнала, как и в текущей работе.

Однако другая группа [47] не наблюдала первичных сцинтилляций в видимом диапазоне при облучении жидкого аргона альфа-частицами с энергией 5.3 МэВ, а абсолютный световыход был оценен менее чем в 10 фотон/МэВ, что на порядок меньше, чем в нашей текущей работе. Так же эти результаты не согласуются с результатами группы FNAL [42; 45].

Третьей группой, наблюдавшей первичные сцинтилляции в видимом диапазоне в жидком аргоне, была группа из университета Берна [43]: они наблюдали непрерывный спектр излучения электролюминесцентного сигнала в области 400–800 нм, индуцированный высоковольтным электрическим пробоем.

Результаты четвертой группы (Мюнхенской группы) несколько противоречивы. С одной стороны, при облучении жидкого аргона электронами с энергией 12 кэВ и протонами с энергией 10 МэВ помимо эксимерных сцинтилляций в ВУФ наблюдался непрерывный спектр излучения в видимом и ближнем ИК-диапазонах в области 300–900 нм [36; 37; 44]. Более того, в [44] было высказано предположение, что этот непрерывный спектр можно объяснить эффектом тормозного излучения. С другой стороны, позже та же группа [41; 46] сначала заявила, что непрерывный спектр, наблюдаемый в [36; 37; 44], был артефактом из-за нормировки спектра с функцией отклика спектрометра, использованной для этой области спектра [46], но затем снова сообщила о наблюдении излучения в ближнем ИК-диапазоне [41]. Поэтому есть основания полагать, что эта группа действительно наблюдала такие сцинтилляции в видимом диапазоне, и поэтому использование их спектра при анализе данных вполне оправдано.

4.7 Обсуждение

В данной главе было проведено систематическое исследование первичных сцинтилляций в чистом жидком аргоне в видимом и ближнем ИК диапазонах в зависимости от типа ионизирующего излучения и приложенного электрического поля с использованием разных типов фотодетекторов: сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы.

Спектр излучения в жидком аргоне в нашем эксперименте был неизвестен, поэтому световой выход был оценен как среднее между световыходами, полученными с использованием двух известных экспериментальных спектров излучения из работ [37] и [43]. Итоговый абсолютный световой выход в чистом жидком аргоне составил 200 ± 50 фотон/МэВ и 92 ± 23 фотон/МэВ для импульсного рентгеновского излучения и альфа-частиц соответственно.

Полученные значения абсолютного световыхода являются довольно низкими для практического применения в двухфазных детекторах темной материи, где предполагается наблюдение WIMP по регистрации ядер отдачи с энергией менее 10 кэВ_{nr} . Тем не менее первичные сцинтилляции в видимом диапазоне могут найти применение в экспериментах, где регистрируются большие энерговыделения.

Механизм возникновения первичных сцинтилляций в видимом диапазоне пока остается неясным, однако некоторые экспериментальные данные указывают на то, что данный механизм может быть вызван эффектом ТИН. Во-первых, при облучении детектора как рентгеновским излучением, так и альфа-частицами, наблюдается быстрая компонента сигнала с характерным временем менее 100 нс, что может быть вызвано эффектом ТИН, который в жидком аргоне длится порядка наносекунды (см. подпараграф 1.7.3) Во-вторых, при ТИН-эффекте интенсивность излучения в жидкости почти не зависит от электрического поля, т.к. такая зависимость возникает при очень высоких электрических полях (более 100 кВ/см). Такое поведение согласуется с наблюдаемыми экспериментальными данными (см. рисунок 4.3).

В следующей главе (см. параграф 5.4) будет рассмотрено еще одно важное свойство первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в жидком аргоне, которое может указывать на наличие эффекта ТИН.

Глава 5. Изучение первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в жидком аргоне с примесью метана

На данный момент двухфазные детекторы на основе аргона и ксенона являются наиболее подходящими для регистрации WIMP, поскольку могут быть масштабированы до больших масс рабочего вещества. При одинаковой энергии ядра отдачи в двухфазном детекторе невозможно будет отличить WIMP от нейтронов, поэтому важно добиться минимального уровня нейтронного фона. Для решения этой задачи двухфазный детектор, как правило, окружают вето-детектором нейтронов, который регистрирует нейтроны с высокой эффективностью и вырабатывает вето-сигнал для исключения событий с нейтронами.

Для достижения высокой эффективности регистрации нейтронов рабочая среда вето-детектора должна содержать атомы водорода, действующего как замедлитель нейтронов. До недавнего времени вето-детекторы нейтронов были основаны на смеси жидких органических сцинтилляторов [93; 98], однако такие смеси содержат вещества с низкой температурой вспышки [21], поэтому являются пожароопасными. По причинам безопасности в будущих масштабных экспериментах по поиску темной материи, как, например, DarkSide-20k [21], планируют отказаться от органических сцинтилляторов, поэтому рассматриваются альтернативные варианты.

Одним из возможных решений является использование аргон-метановой смеси в качестве рабочей среды для вето-детекторов нейтронов. Благодаря близким температурам кипения аргона и метана, в аргоне можно растворить достаточно большое количество метана, который содержит атомы водорода и эффективно замедляет нейтроны. Согласно моделированию распространения нейтронов в рабочем веществе детектора, проведенному в коллаборации DarkSide, содержание метана в аргоне должно составлять не менее 1%, что позволит создать компактный и эффективный вето-детектор нейтронов с толщиной рабочего вещества не более метра. Также использование аргон-метановой смеси в качестве рабочей среды для вето-детекторов нейтронов позволит поместить двухфазный детектор и вето-детектор нейтронов в единый криостат, что позволит снизить радиоактивный фон и увеличить чувствительность детектора к WIMP.

При попадании в вето-детектор нейтрон термализуется, а затем захватывается преимущественно ядром аргона или водорода, испуская множество гамма-квантов с суммарной энергией около 6 МэВ или 2 МэВ соответственно [175]. При регистрации гамма-квантов в жидком аргоне доминирующим механизмом излучения является распад эксимеров с излучением фотонов в ВУФ (см. подпараграф 1.7.1), однако ВУФ фотоны поглощаются даже при небольшом содержании метана (>0.1 ppm) как из-за поглощения света молекулами метана [47; 176], так и из-за процессов снятия возбуждения эксимеров безызлучательным способом при столкновении с молекулами метана (процесс тушения) [47]. С другой стороны, в жидком аргоне наблюдаются первичные сцинтилляции в видимом диапазоне (см. главу 4), которые могут быть вызваны эффектом ТИН, где генерация излучения происходит в широком спектральном диапазоне и не связана с наличием возбужденных состояний (см. подпараграф 1.7.3), поэтому такое излучение, вероятно, может наблюдаться и в аргон-метановой смеси.

Для проверки этой гипотезы в данной главе будут изучены свойства первичного излучения в видимом диапазоне в жидкой аргон-метановой смеси в зависимости от содержания метана, используя установку, описанную в разделе 2.3 (второй цикл измерений). Будет вычислен абсолютный световыход первичных сцинтилляций аргона с добавкой метана и рассмотрена возможность практического использования такой смеси, в частности, в качестве рабочего вещества вето-детектора нейтронов.

5.1 Анализ формы сигнала

На рисунке 5.1 показана усредненная форма сигнала S1, полученная при регистрации импульсного рентгеновского излучения в жидком аргоне и жидкой аргон-метановой смеси при нулевом электрическом поле при помощи сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы. Видно, что даже небольшое количество примеси метана (140 ppm) привело к исчезновению медленной компоненты, наблюдаемой в чистом жидком аргоне. При дальнейшем увеличении содержания метана до 10% форма импульса не менялась. Также форма сигнала не зависела от элек-

трического поля, что указывает на отсутствие влияния электролюминесценции на измерение характеристик первичных сцинтилляций.

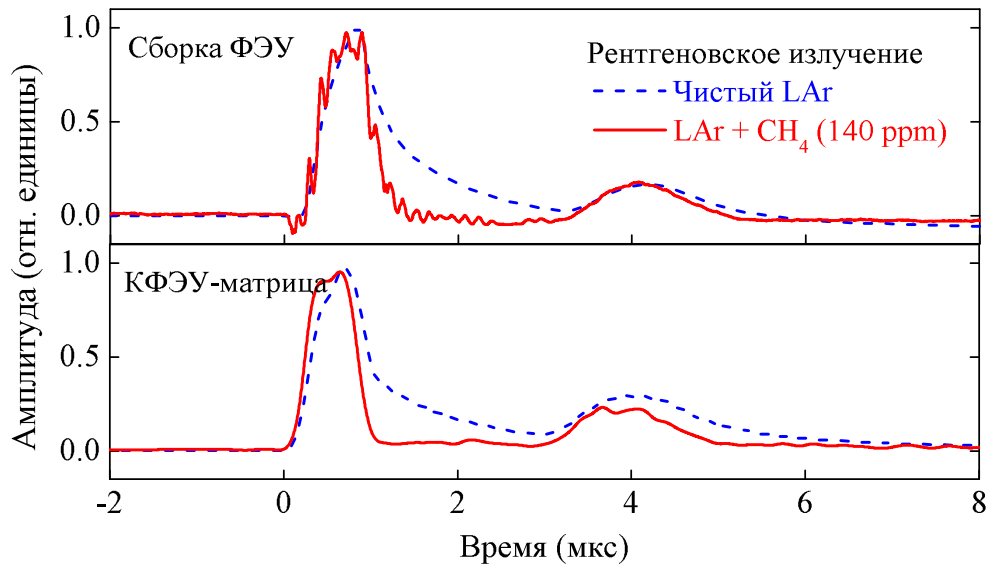


Рисунок 5.1 — Усредненная форма сигналов S1, полученная при регистрации импульсного рентгеновского излучения в жидком аргоне и жидкой аргон-метановой смеси (с содержанием метана 140 ppm) при нулевом электрическом поле при помощи сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы. Высота всех сигналов была нормирована на максимальное значение амплитуды

На рисунке 5.2 показаны усредненные формы сигналов S1 и S2, полученные при регистрации альфа-частиц в чистом жидком аргоне и жидкой аргон-метановой смеси (с содержанием метана 140 ppm и 0.1 %) при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.81$ кВ/см) при помощи сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы.

Видно, что при увеличении содержания метана сигнал S2 становился быстрее, поскольку его медленная компонента быстро исчезает (см. работу [177] про объяснение медленной компоненты сигнала S2). Кроме того, наблюдалось уменьшение амплитуды сигнала S2 и времени дрейфа электронов (разница по времени между сигналами S1 и S2).

На рисунке 5.3 показано увеличенное изображение сигналов S1 с рисунка 5.2 в чистом жидком аргоне и его смеси с метаном (140 ppm). При добавлении метана в чистый аргон интенсивность сигнала S2 снижается, поэтому эффект дрожания триггера (jitter) приводит к уширению формы сигнала S1, однако качественно форма сигнала не меняется. Также стоит отметить, что при регистрации альфа-частиц присутствует только быстрая компонента сигнала S1.

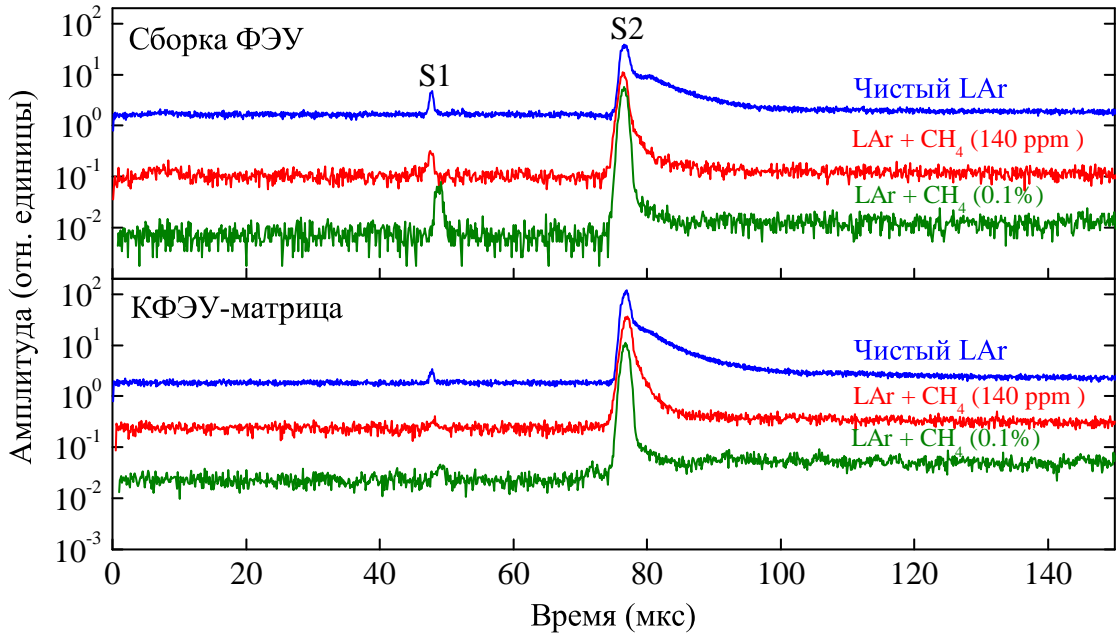


Рисунок 5.2 — Усредненные формы сигналов S1 и S2, полученные при регистрации альфа-частиц в чистом жидком аргоне и жидкой аргон-метановой смеси (с содержанием метана 140 ppm и 0.1%) при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.81$ кВ/см) при помощи сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы

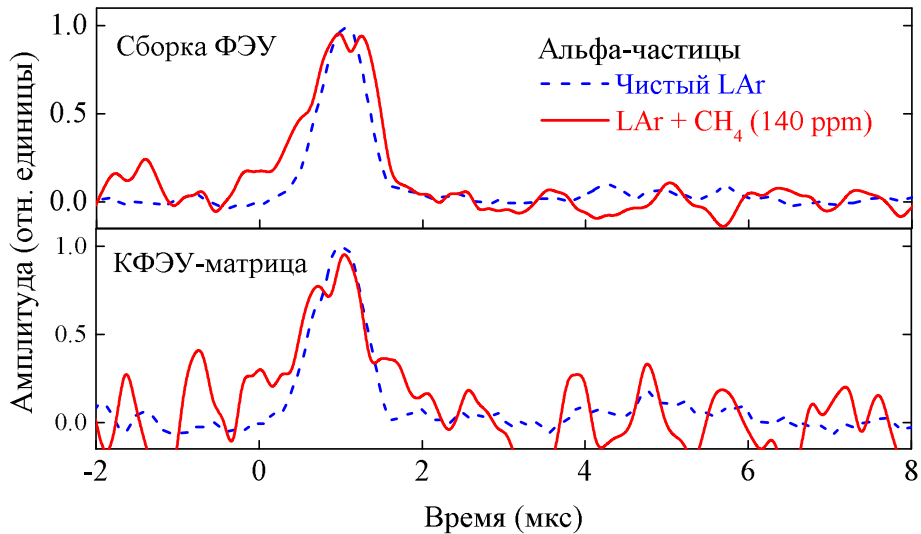


Рисунок 5.3 — Усредненные формы сигналов S1, полученные при регистрации альфа-частиц в чистом жидком аргоне и жидкой аргон-метановой смеси (с содержанием метана 140 ppm) при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.81$ кВ/см) в двухфазном детекторе с помощью сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы. Высота всех сигналов была нормирована на максимальное значение амплитуды

Форма сигнала S1 в аргон-метановой смеси почти одинакова как для разных источников излучения (рентгеновская трубка или альфа-источник), так и для разных фотодетекторов (сборка ФЭУ или КФЭУ-матрица), что может свидетельствовать об общем происхождении быстрой компоненты, предположительно, за счет эффекта ТИН.

5.2 Относительный световыход

Для получения световыхода в аргон-метановых смесях число фотоэлектронов вычислялось в интервале 10 мкс, аналогично вычислению световыхода в чистом аргоне. На рисунках 5.4 и 5.5 показан световыход первичных сцинтилляций, полученный при регистрации импульсного рентгеновского излучения и альфа-частиц в чистом жидком аргоне и его смесях с метаном как функция содержания метана; световыход был нормирован на значение световыхода в чистом аргоне. Стоит отметить, что данные с альфа-источником при содержании метана 5 % и 10 % не были записаны, поскольку сигнал S2 был слишком слабым, чтобы обеспечить срабатывание триггера.

Видно, что данные, полученные со сборкой ФЭУ и КФЭУ-матрицей, находятся в разумном согласии, в среднем в пределах фактора 1.5, несмотря на то, что ФЭУ и КФЭУ чувствительны в разных спектральных диапазонах (см. рисунок 4.1). Это свидетельствует о том, что спектр первичных сцинтилляций довольно плоский и его форма существенно не меняется при добавлении примеси метана.

5.3 Абсолютный световыход

На рисунках 5.4 и 5.5 помимо относительного световыхода показаны также результаты для абсолютного световыхода (правая шкала). Для вычисления абсолютного световыхода значение относительного световыхода в аргон-метановой смеси умножалось на значение абсолютного световыхода для чистого жидкого аргона, полученное ранее (см. параграф 4.7). Стоит отметить, что в

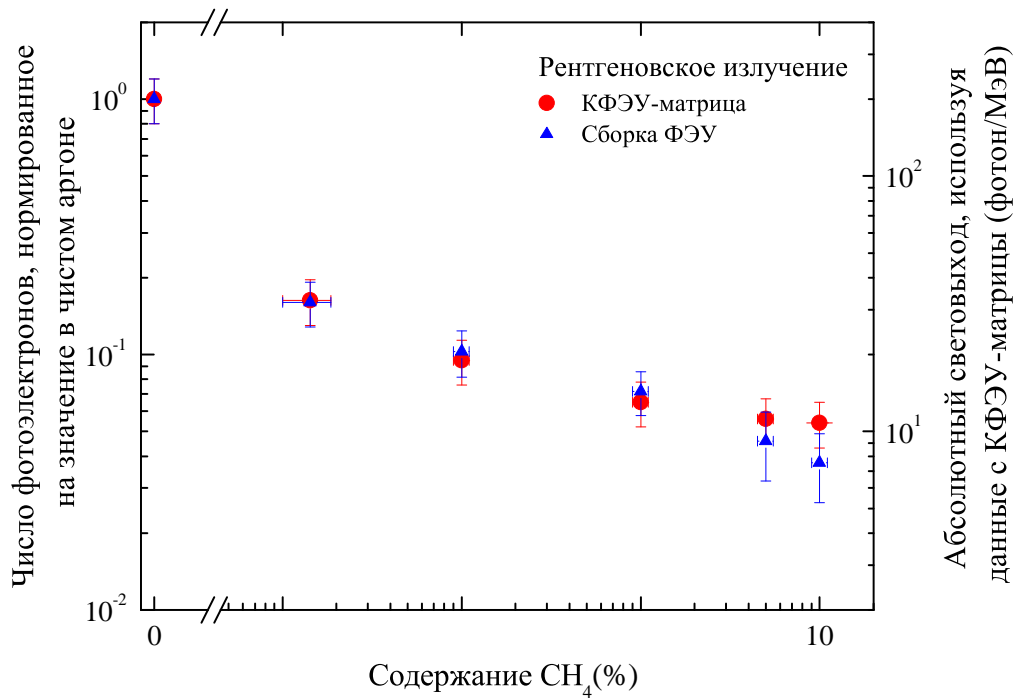


Рисунок 5.4 — Относительный световой выход первичных сцинтилляций, полученный при регистрации импульсного рентгеновского излучения в чистом жидком аргоне и его смесях с метаном при нулевом электрическом поле с помощью сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы

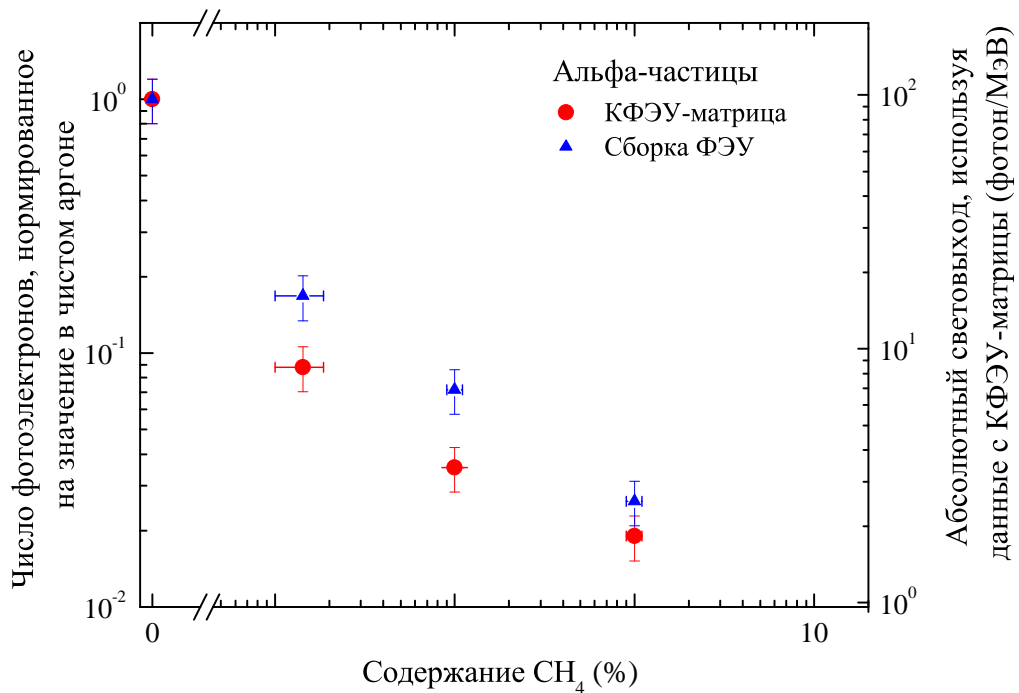


Рисунок 5.5 — Относительный световой выход первичных сцинтилляций, полученный при регистрации альфа-частиц в двухфазном режиме в чистом жидком аргоне и его смесях с метаном при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.81$ кВ/см) с помощью сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы

данном методе вычисления абсолютного световыхода предполагается, что спектры фотонов в первичных сцинтилляциях в видимом и ИК диапазоне в чистом жидком аргоне и аргон-метановой смеси не отличаются. Такой подход оправдан по следующим причинам. Во-первых, в параграфе 4.5 можно было видеть, что световыход почти не зависел от формы спектра, в частности из-за того, что используемые спектры довольно плоские (см. рисунок 4.1). Во-вторых, если спектр действительно определяется эффектом ТИН, то его форма не должна сильно зависеть от того, на каких частицах рассеивается электрон (атом аргона или молекула метана), так как представленные в литературе многочисленные спектры ТИН различного происхождения выглядят достаточно плоскими и поэтому похожи друг на друга [34; 115; 178]. Наконец, спектры излучения для аргон-метановой смеси отсутствуют в литературе, поэтому использовались спектры излучения для чистого аргона [37; 43].

На рисунке 5.6 и в таблице 7 приведены результаты по абсолютному световыходу первичных сцинтилляций в чистом жидком аргоне и его смесях с метаном.

Таблица 7 — Абсолютный световыход в диапазоне 400–1000 нм, полученный при регистрации импульсного рентгеновского излучения при нулевом электрическом поле и альфа-частиц при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.81$ кВ/см) в чистом жидком аргоне и его смесях с метаном

Жидкая смесь	Абсолютный световыход, фотон/МэВ	
	Импульсное рентген. излуч., $\mathcal{E}_d = 0$ кВ/см	Альфа-частицы, $\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см
LAr (100 %)	200 ± 50	92 ± 23
LAr + CH ₄ (140 ppm)	32 ± 8	8.2 ± 2.0
LAr + CH ₄ (0.1 %)	19 ± 5	3.3 ± 0.8
LAr + CH ₄ (1 %)	13.0 ± 3.3	1.8 ± 0.5
LAr + CH ₄ (5 %)	11.3 ± 2.8	-
LAr + CH ₄ (10 %)	11.1 ± 2.8	-

Для рентгеновского излучения абсолютный световыход в видимом диапазоне в чистом жидком аргоне составил около 200 фотон/МэВ. В жидком

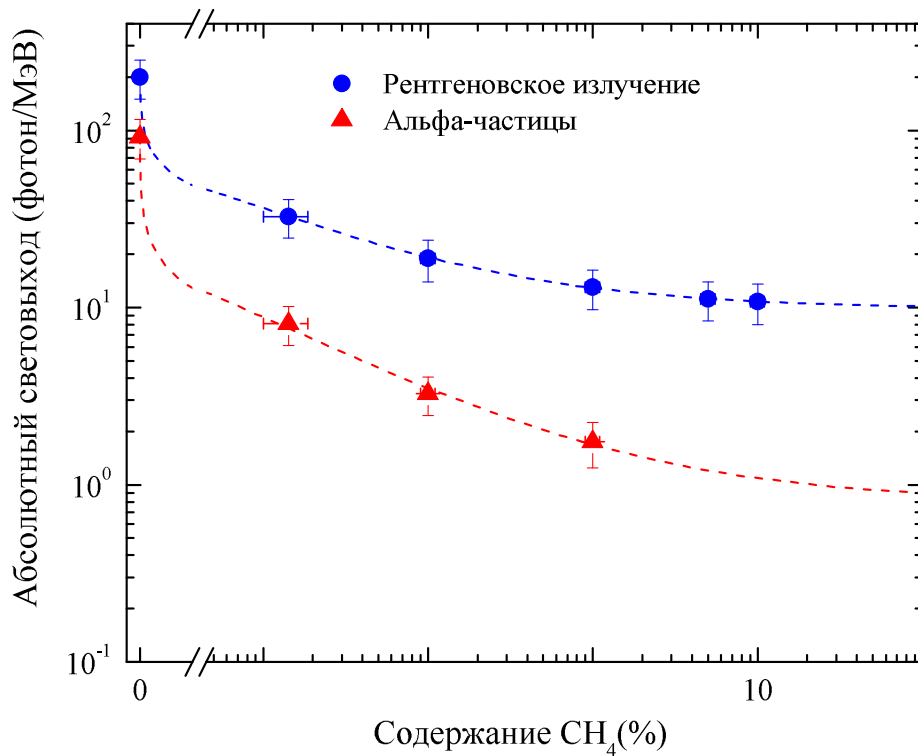


Рисунок 5.6 — Абсолютный световыход, полученный при регистрации импульсного рентгеновского излучения при нулевом электрическом поле и при регистрации альфа-частиц при максимальном электрическом поле ($\mathcal{E}_d = 0.62$ кВ/см, $\mathcal{E}_{EL} = 7.81$ кВ/см) в чистом жидком аргоне и его смесях с метаном в зависимости от содержания метана. Результаты были получены с использованием данных КФЭУ-матрицы и усреднены по двум спектрам излучения из работ [37; 43]. Пунктирные кривые соответствуют аппроксимации данных сигмоидальной функцией

аргоне с примесью метана световыход значительно снизился, примерно на порядок при изменении содержания метана от 0.01 % до 1 %, а затем почти не менялся при дальнейшем увеличении содержания до 10 %, достигая плато со значением примерно 10 фотон/МэВ.

Для альфа-частиц световыход был меньше по сравнению со световыходом от рентгеновского излучения в два раза в чистом жидком аргоне (90 фотон/МэВ) и в семь раз при содержании метана в 1 %. Тем не менее, зависимость световыхода от содержания метана выглядит похожей на зависимость для рентгеновского излучения: имеется тенденция к насыщению, но из-за отсутствия данных выше 1 % однозначно установить это не представляется возможным. Тем не менее, экстраполяция данных дает значение плато для абсолютного световыхода около 1 фотон/МэВ.

5.4 Обсуждение

В данной главе было проведено систематическое исследование первичных сцинтилляций в жидкой аргон-метановой смеси в видимом и ближнем ИК диапазонах в зависимости от типа ионизирующего излучения с использованием разных типов фотодетекторов: сборки ФЭУ и КФЭУ-матрицы.

При содержании метана в 1 % (минимум, необходимый для компактного вето-детектора нейтронов) абсолютный световыход в видимом диапазоне для рентгеновского излучения и альфа-частиц составил 13 фотон/МэВ и 1.8 фотон/МэВ соответственно. Используя данные по абсолютному световыходу для рентгеновского излучения, можно оценить, что в нейтронном вето-детекторе при регистрации гамма-излучения, сопровождающего захват нейтрона ядрами аргона или водорода, световыход составит 78 фотонов и 26 фотонов соответственно. Это довольно низкий световыход, поэтому жидкий аргон с примесью метана вряд ли может быть использован в качестве рабочей среды для вето-детекторов нейтронов. С другой стороны, аргон-метановая смесь может найти применение в сцинтилляционной адронной калориметрии, поскольку водород в сцинтилляторе эффективно термализует нейтроны, тем самым повышая вклад адронной компоненты ливня в отклик детектора, что может позволить компенсировать калориметр и повысить его энергетическое разрешение [179].

Гипотеза о наличии видимого спектра в первичных сцинтилляциях подтвердилась, хотя абсолютный световыход в аргон-метановой смеси оказался значительно меньше, чем в чистом жидком аргоне. Тем не менее, такая зависимость может быть качественно объяснена в рамках эффекта ТИН. Согласно теоретическим расчетам, интенсивность ТИН пропорциональна энергии электронов первичной ионизации (см. выражение (4) в [34]). При увеличении содержания метана в жидком аргоне энергия электронов уменьшается из-за увеличения числа неупругих столкновений с молекулами метана, пока они полностью не будут преобладать при более высоких концентрациях метана, что приводит к образованию плато в зависимости световыхода от содержания метана (см. рисунок 5.6).

Результаты исследований, представленные в главах 4 и 5, опубликованы в работе [180].

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Разработан и создан двухфазный детектор на основе аргона с двумя вариантами альтернативной схемы считывания электролюминесцентного сигнала в видимом диапазоне: с прямым считыванием на КФЭУ-матрицу и считыванием на умножитель ТГЭУ/КФЭУ-матрица.
2. Продемонстрировано успешное считывание на КФЭУ-матрицу при температуре жидкого аргона, разработан алгоритм реконструкции координат в двухфазном детекторе, который позволяет учесть систематический сдвиг алгоритма реконструкции, не прибегая к детальному моделированию распространения света в детекторе.
3. Для двухфазного детектора измерен световыход электролюминесценции в видимом диапазоне и оценен энергетический порог регистрации частиц для двух вариантов альтернативной схемы оптического считывания. При прямом считывании на КФЭУ-матрицу порог регистрации составляет около 6 кэВ_{nr} , что достаточно для поиска WIMP с массой выше $10 \text{ ГэВ}/c^2$. При считывании на умножитель ТГЭУ/КФЭУ-матрица порог регистрации составляет около 2 кэВ_{nr} , что позволяет создать детектор для поиска WIMP с массой до нескольких $\text{ГэВ}/c^2$.
4. Систематически изучены первичные сцинтилляции в видимом диапазоне в жидком аргоне. Абсолютный световыход первичных сцинтилляций в видимом диапазоне составляет 200 фотон/МэВ для рентгеновского излучения и 92 фотон/МэВ для альфа-частиц. Полученные результаты указывают, что механизм первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в жидком аргоне отличается от эксимерного.
5. Впервые изучены первичные сцинтилляции в видимом диапазоне в смесях жидкого аргона с метаном. При добавлении метана в жидкий аргон значительно снижается световыход первичных сцинтилляций в видимом диапазоне, однако при высоком содержании метана (свыше 1%) заметна тенденция выхода на плато. При содержании метана в 1% абсолютный световыход первичных сцинтилляций в видимом диапазоне составляет 13 фотон/МэВ для рентгеновского излучения и 1.8 фотон/МэВ для альфа-частиц. Аргон-метановая смесь имеет низ-

кий световыход и вряд ли может быть использована в вето-детекторе нейтронов.

Перспектива дальнейшей разработки оптических методов считывания в видимом диапазоне в детекторах на основе чистого жидкого аргона заключается в возможности создания масштабных детекторов для поиска редких событий с большим энерговыделением (единицы-десятки МэВ и выше), например, для регистрации нейтрино/антинейтрино. Использование считывания в видимом диапазоне в двухфазных детекторах темной материи на основе чистого жидкого аргона возможно, но затруднительно из-за низкого световыхода первичных сцинтилляций и электролюминесцентного сигнала. Тем не менее электролюминесценция в видимом диапазоне может давать вклад в наблюдаемые сигналы в двухфазных детекторах темной материи при низких (за счет эффекта тормозного излучения на нейтральных атомах) или высоких (за счет атомарной электролюминесценции) электрических полях в электролюминесцентном зазоре, поэтому её изучение является актуальным.

Дальнейшее изучение первичных сцинтилляций в видимом диапазоне в чистом аргоне и аргон-метановых смесях, в частности, измерение спектральных характеристик, позволило бы лучше понять механизм образования излучения. Использовать аргон-метановую смесь в качестве рабочей среды вето-детектора нейтронов затруднительно из-за низкого световыхода первичных сцинтилляций, однако такая смесь может найти применение в адронных калориметрах при большом энерговыделении (десятки-сотни МэВ и выше).

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю А. Ф. Бузулуцкову за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство. Автор благодарит А. Е. Бондаря, А. Д. Долгова и Ю. А. Тихонова за поддержку работы, В. В. Носова и А. В. Чегодаева за помощь в создании и модификации экспериментальной установки, А. В. Соколова, Е. О. Борисову, Л. И. Шехтмана и Е. А. Фролова за помощь в проведении измерений и обсуждении результатов. Автор также благодарит С. Н. Макарову и О. Н. Бобровникову за оказание информационной поддержки, а также авторов шаблона *RussianPhd-Latex-Dissertation-Template*, Б. А. Шварца, Т. М. Шакирову, В. Л. Иванова и А. Ю. Олейникову за помощь в оформлении диссертации.

Список сокращений и условных обозначений

ВУФ	вакуумный ультрафиолет
ИК излучение	инфракрасное излучение
КФЭУ	кремниевый фотоэлектронный умножитель
ТГЭУ	(THGEM, Thick Gas Electron Multiplier) толстый газовый электронный умножитель
Тд	Таунсенд — единица измерения приведенного электрического поля. $1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В см}^2$
ТИН	тормозное излучение электронов на нейтральных атомах
ТФБ	тетрафенилбутадиен
ФЭУ	фотоэлектронный умножитель
ЭЛ-зазор	электролюминесцентный зазор
E	энергия частицы
ϵ	диэлектрическая проницаемость
\mathcal{E}	электрическое поле
N	концентрация атомов
\mathcal{E}/N	приведенное электрическое поле
RRF	(Light Response Function) функция светового отклика
PCE	(photon-to-photoelectron conversion efficiency) эффективность преобразования фотонов в фотоэлектроны
PDE	(Photon detection efficiency) эффективность регистрации фо- тонов
QE	(Quantum efficiency) квантовая эффективность
WIMP	(Weakly Interacting Massive Particle) слабо взаимодействующая массивная частица, основной кандидат на роль частицы темной материи
Y	абсолютный световыход

Список литературы

1. Zwicky, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln / F. Zwicky. – Текст : электронный // Helv. Phys. Acta. – 1933. – Vol. 6. – P. 110–127. – URL: <https://doi.org/10.1007/s10714-008-0707-4>. – Дата публикации: 18.10.2008.
2. Rubin, V. C. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 ($R = 4$ кpc) to UGC 2885 ($R = 122$ кpc) / V. C. Rubin., W. K. Ford, N. Thonnard – Текст : электронный // Astrophys. J. – 1980. – Vol. 238. – P. 471–487. – URL: <https://doi.org/10.1086/158003>. – Дата публикации: 01.06.1980.
3. Trimble, V. Existence and nature of dark matter in the universe / V. Trimble. – Текст : электронный // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 1987. – Vol. 25. – P. 425–472. – URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.25.090187.002233>. – Дата публикации: 01.09.1987.
4. Refregier, A. Weak Gravitational Lensing by Large-Scale Structure / A. Refregier. – Текст : электронный // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 41. – P. 645–668. – URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.111302.102207>. – Дата публикации: 11.07.2003.
5. Tyson, J. Detailed Mass Map of CL 0024+1654 from Strong Lensing / J. Tyson, G. Kochanski, I. Dell’Antonio. – Текст : электронный // The Astrophysical Journal. – 1998. – Vol. 498. – P. L107–L110. – URL: <https://doi.org/10.1086/311314>. – Дата публикации: 27.04.1998.
6. Lewis, A. Chandra Observations of Abell 2029: The Dark Matter Profile at $< 0.01 R_{vir}$ in an Unusually Relaxed Cluster / A. Lewis, D. Buote, J. Stocke. – Текст : электронный // The Astrophysical Journal. – 2003. – Vol. 586. – P. 135–142. – URL: <https://doi.org/10.1086/367556>. – Дата публикации: 20.03.2003.
7. A direct empirical proof of the existence of dark matter / D. Clowe, M. Bradač, A. Gonzalez [et al.]. – Текст : электронный // The Astrophysical

- Journal. – 2006. – Vol. 648. – P. L109–L113. – URL: <https://doi.org/10.1086/508162>. – Дата публикации: 30.08.2006.
8. Review of Particle Physics / C. Amsler, M. Doser, M. Antonelli [et al.]. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2008. – Vol. 667. – P. 228–231. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.07.018>. – Дата публикации: 11.09.2008.
 9. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant / A. Riess, A. Filippenko, P. Challis [et al.]. – Текст : электронный // The Astrophysical Journal. – 1998. – Vol. 116. – P. 1009–1038. – URL: <https://doi.org/10.1086/300499>. – Дата публикации: 01.09.1998.
 10. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae / S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber [et al.]. – Текст : электронный // The Astrophysical Journal. – 1999. – Vol. 517. – P. 565–586. – URL: <https://doi.org/10.1086/307221>. – Дата публикации: 01.06.1999.
 11. Results from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe / E. Komatsu, C. Bennett, C. Barnes [et al.]. – Текст : электронный // Progress of Theoretical and Experimental Physics. – 2014. – Vol. 6. – P. 06B102. – URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptu083>. – Дата публикации: 11.06.2014.
 12. New Results from DAMA/LIBRA / R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella [et al.]. – Текст : электронный // The European Physical Journal C. – 2010. – Vol. 67. – P. 39–49. – URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1303-9>. – Дата публикации: 23.03.2010.
 13. Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure / D. Akerib, S. Alsum, H. Araujo [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2017. – Vol. 118. – P. 021303. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.021303>. – Дата публикации: 11.01.2017.
 14. Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T / E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2018. – Vol. 121. – P. 111302. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.111302>. – Дата публикации: 12.09.2018.

15. Search for a Dark Matter-Induced Annual Modulation Signal in NaI(Tl) with the COSINE-100 Experiment / G. Adhikari, P. Adhikari, E. Barbosa de Souza [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2019. – Vol. 123. – P. 031302. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.031302>. – Дата публикации: 16.07.2019.
16. Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure / Q. Wang, A. Abdukerim, W. Chen [et al.]. – Текст : электронный // Chinese Physics C. – 2020. – Vol. 44. – P. 125001. – URL: <https://doi.org/10.1088/1674-1137/abb658>. – Дата публикации: 12.10.2020.
17. Annual modulation results from three-year exposure of ANAIS-112 / J. Amare, S. Cebrian, D. Cintas [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2021. – Vol. 103. – P. 102005. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.102005>. – Дата публикации: 27.05.2021.
18. Dark Matter Search Results from the PandaX-4T Commissioning Run / Y. Meng, Z. Wang, Y. Tao [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2021. – Vol. 127. – P. 261802. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.261802>. – Дата публикации: 23.12.2021.
19. First Dark Matter Search Results from the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment / J. Aalbers, D. Akerib, C. Akerlof [et al.]. – Текст : электронный // arXiv. – 2022. – P. 2207.03764. – URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2207.03764>. – Дата публикации: 27.10.2022.
20. Projected WIMP sensitivity of the XENONnT dark matter experiment / E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2020. – Vol. 2020. – P. 031. – URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/11/031>. – Дата публикации: 16.10.2020.
21. DarkSide-20k: A 20 tonne two-phase LAr TPC for direct dark matter detection at LNGS / C. Aalseth, F. Acerbi, P. Agnes [et al.]. – Текст : электронный // The European Physical Journal Plus. – 2018. – Vol. 133. – P. 131. – URL: <https://doi.org/10.1140/epjp/i2018-11973-4>. – Дата публикации: 29.03.2018.

22. Galbiati, C. Future Dark Matter Searches with Low-Radioactivity Argon / C. Galbiati. – Текст : электронный // European Particle Physics Strategy (Granada, Spain, 13-16 May 2019). – Granada, 2019. – URL: https://indico.cern.ch/event/765096/contributions/3295671/attachments/1785196/2906164/DarkSide-Argo_ESPP_Dec_17_2017.pdf (дата обращения 28.03.2023).
23. Chepel, V. Liquid Noble Gas Detectors for Low Energy Particle Physics / V. Chepel, H. Araujo. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2013. – Vol. 8. – P. R04001. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/R04001>. – Дата публикации: 04.04.2013.
24. DarkSide-50 532-day dark matter search with low-radioactivity argon / P. Agnes, I. F. M. Albuquerque, T. Alexander [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2018. – Vol. 98. – P. 102006. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.102006>. – Дата публикации: 16.10.2018.
25. Search for dark matter with a 231-day exposure of liquid argon using DEAP-3600 at SNOLAB / R. Ajaj, P.-A. Amaudruz, G. R. Araujo [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2019. – Vol. 100. – P. 022004. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.022004>. – Дата публикации: 24.07.2019.
26. Kuzniak, M. Wavelength Shifters for Applications in Liquid Argon Detectors / M. Kuzniak, A. Szec. – Текст : электронный // Instruments. – 2021. – Vol. 5. – P. 4. – URL: <https://doi.org/10.3390/instruments5010004>. – Дата публикации: 31.12.2020.
27. Direct comparison of PEN and TPB wavelength shifters in a liquid argon detector / M. G. Boulay, V. Camillo, N. Canci [et al.]. – Текст : электронный // The European Physical Journal C. – 2021. – Vol. 81. – P. 1099. – URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09870-7>. – Дата публикации: 13.12.2021.
28. Emanation and bulk fluorescence in liquid argon from tetraphenyl butadiene wavelength shifting coatings / J. Asaadi, B. J. P. Jones, A. Tripathi [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2019. – Vol. 14. –

- P. P02021. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/02/P02021>. – Дата публикации: 18.02.2019.
29. Comparison between photon detection efficiency and tetraphenyl-butadiene coating stability of photomultiplier tubes immersed in liquid argon / B. Burak, P. Garcia, C. Jesus-Valls [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15. – P. C04021. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/04/C04021>. – Дата публикации: 07.04.2020.
30. Attenuation length measurements of scintillation light in liquid rare gases and their mixtures using an improved reflection suppresser / N. Ishida, M. Chen, T. Doke [et al.]. – Текст : электронный // Nucl. Instr. Meth. A. – 1997. – Vol. 384. – P. 380–386. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)00740-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)00740-1). – Дата публикации: 01.01.1997.
31. A measurement of the absorption of liquid argon scintillation light by dissolved nitrogen at the part-per-million level / B. Jones, C. Chiu, J. Conrad [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2013. – Vol. 8. – P. P07011. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/07/P07011>. – Дата публикации: 24.07.2013.
32. Study of scintillation light from microstructure based detectors / M. M. Fraga, S. T. G. Fetal, F. A. F. Fraga [et al.]. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2000. – Vol. 47. – P. 933–938. – URL: <https://doi.org/10.1109/23.856721>. – Дата публикации: 01.06.2000.
33. Direct observation of avalanche scintillations in a THGEM-based two-phase Ar avalanche detector using Geiger-mode APD / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Grebenuk [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2010. – Vol. 5. – P. P08002. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/08/P08002>. – Дата публикации: 19.08.2010.
34. Revealing neutral bremsstrahlung in two-phase argon electroluminescence / A. Buzulutskov, E. Shemyakina, A. Bondar [et al.]. – Текст : электронный // Astroparticle Physics. – 2018. – Vol. 103. – P. 29–40. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2018.06.005>. – Дата публикации: 20.06.2018.

35. Neutral bremsstrahlung in two-phase argon electroluminescence: further studies and possible applications / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A. – 2020. – Vol. 958. – P. 162432. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162432>. – Дата публикации: 25.07.2019.
36. The scintillation of liquid argon / T. Heindl, T. Dandl, M. Hofmann [et al.]. – Текст : электронный // Europhysics Letters. – 2010. – Vol. 91. – P. 62002. – URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/91/62002>. – Дата публикации: 13.10.2010.
37. Table-top setup for investigating the scintillation properties of liquid argon / T. Heindl, T. Dandl, A. Fedenev [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2011. – Vol. 6. – P. P02011. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/6/02/P02011>. – Дата публикации: 18.02.2011.
38. Buzulutskov, A. Infrared scintillation yield in gaseous and liquid argon / A. Buzulutskov, A. Bondar, A. Grebenuk. – Текст : электронный // Europhysics Letters. – 2011. – Vol. 94. – P. 52001. – URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/94/52001>. – Дата публикации: 25.05.2011.
39. Study of infrared scintillations in gaseous and liquid argon. Part I: methodology and time measurements / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2012. – Vol. 7. – P. P06015. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/06/P06015>. – Дата публикации: 28.06.2012.
40. Study of infrared scintillations in gaseous and liquid argon. Part II: light yield and possible applications / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2012. – Vol. 7. – P. P06014. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/06/P06014>. – Дата публикации: 27.06.2012.
41. Intense vacuum ultraviolet and infrared scintillation of liquid Ar-Xe mixtures / A. Neumeier, T. Dandl, T. Heindl [et al.]. – Текст : электронный // Europhysics Letters. – 2015. – Vol. 109. – P. 12001. – URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/109/12001>. – Дата публикации: 15.01.2015.

42. Near-infrared scintillation of liquid argon / Т. Alexander, С. О. Escobar, W. H. Lippincott, P. Rubinov . – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2016. – Vol. 11. – P. C03010. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/03/C03010>. – Дата публикации: 03.03.2016.
43. On the electric breakdown in liquid argon at centimeter scale / M. Auger, A. Blatter, A. Ereditato [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2016. – Vol. 11. – P. P03017. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/03/P03017>. – Дата публикации: 16.03.2016.
44. Ion-beam excitation of liquid argon / M. Hofmann, T. Dandl, T. Heindl [et al.]. – Текст : электронный // The European Physical Journal C. – 2013. – Vol. 73. – P. 2618. – URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2618-0>. – Дата публикации: 24.10.2013.
45. Escobar, С. О. Near-infrared scintillation of liquid argon: recent results obtained with the NIR facility at Fermilab / С. О. Escobar, P. Rubinov, E. Tilly. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2018. – Vol. 13. – P. C03031. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/03/C03031>. – Дата публикации: 19.03.2018.
46. Intense infrared scintillation of liquid Ar-Xe mixtures / A. Neumeier, T. Dandl, T. Heindl [et al.]. – Текст : электронный // Europhysics Letters. – 2014. – Vol. 106. – P. 32001. – URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/106/32001>. – Дата публикации: 09.05.2014.
47. The effects of dissolved methane upon liquid argon scintillation light / B. J. P. Jones, T. Alexander, H. O. Back [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2013. – Vol. 8. – P. P12015. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/12/P12015>. – Дата публикации: 23.12.2013.
48. Gaitskell, R. Direct detection of dark matter / R. Gaitskell. – Текст : электронный // Annual Review of Nuclear and Particle Science – 2004. – Vol. 54. – P. 315–359. – URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.54.070103.181244>. – Дата публикации: 08.12.2004.
49. Feng, J. Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection / J. Feng. – Текст : электронный // Annual Review of Astronomy

- and Astrophysics – 2010. – Vol. 48. – P. 495–545. – URL: <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101659>. – Дата публикации: 25.05.2010.
50. Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: cosmological parameter results / G. Hinshaw, D. Larson, E. Komatsu [et al.]. – Текст : электронный // The Astrophysical Journal. – 2013. – Vol. 208. – P. 19. – URL: <https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/19>. – Дата публикации: 20.09.2013.
51. The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations / C. Alcock, R. Allsman, D. Alves [et al.]. – Текст : электронный // Astron. Astrophys. – 2000. – Vol. 542. – P. 281–307. – URL: <https://doi.org/10.1086/309512>. – Дата публикации: 10.10.2000.
52. Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds / P. Tisserand, L. Le Guillou, C. Afonso [et al.]. – Текст : электронный // Astron. Astrophys. – 2007. – Vol. 469. – P. 387–404. – URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066017>. – Дата публикации: 10.04.2007.
53. Dar, A. Baryonic Dark Matter and Big Bang Nucleosynthesis / A. Dar. – Текст : электронный // The Astrophysical Journal. – 1995. – Vol. 449. – P. 500–553. – URL: <https://doi.org/10.1086/176078>. – Дата публикации: 20.08.1995.
54. Fields, B. Chemical Abundance Constraints on White Dwarfs as Halo Dark Matter / B. Fields, K. Freese, D. Graff. – Текст : электронный // The Astrophysical Journal. – 2000. – Vol. 534. – P. 265–276. – URL: <https://doi.org/10.1086/308727>. – Дата публикации: 01.05.2000.
55. Zel'dovich, Ya. The Hypothesis of Cores Retarded during Expansion and the Hot Cosmological Model / Ya. Zel'dovich, I. Novikov. – Текст : электронный // Sov. Astron. – 1967. – Vol. 10. – P. 602. – URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1967SvA...10..602Z/abstract>. – Дата публикации: 01.02.1967.
56. Hawking, S. Gravitationally Collapsed Objects of Very Low Mass / S. Hawking. – Текст : электронный // Monthly Notices of the Royal

- Astronomical Society. – 1971. – Vol. 152. – P. 75–78. – URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/152.1.75>. – Дата публикации: 01.04.1971.
57. Dolgov, A. Massive primordial black holes in contemporary and young universe (old predictions and new data) / A. Dolgov. – Текст : электронный // International Journal of Modern Physics A. – 2018. – Vol. 33. – P. 1844029. – URL: <https://doi.org/10.1142/S0217751X18440293>. – Дата публикации: 13.10.2018.
58. Dolgov, A. Primordial Black Holes Around Us Now, Long Before, and Far away / A. Dolgov. – Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – Vol. 1690. – P. 012183. – URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012183>. – Дата публикации: 16.12.2020.
59. Dolgov, A. Primordial Black Holes and Modification of Zeldovich–Novikov Mechanism / A. Dolgov, K. Postnov. – Текст : электронный // Astron. Rep.. – 2021. – Vol. 65. – P. 921–925. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1063772921100061>. – Дата публикации: 27.10.2021.
60. Green, A. Primordial black holes as a dark matter candidate / A. Green, V. Kavanagh. – Текст : электронный // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2021. – Vol. 48. – P. 043001. – URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6471/abc534>. – Дата публикации: 10.02.2021.
61. Young, B. L. A survey of dark matter and related topics in cosmology / B. L. Young. – Текст : электронный // Frontiers of Physics. – 2017. – Vol. 12. – P. 121201. – URL: <https://doi.org/10.1007/s11467-016-0583-4>. – Дата публикации: 13.10.2016.
62. Review of Particle Physics / R. L. Workman, V. D. Burkert, V. Crede [et al.]. – Текст : электронный // Progress of Theoretical and Experimental Physics. – 2022. – Vol. 2022. – P. 083C01. – URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>. – Дата публикации: 08.08.2022.
63. Dodelson, S. Sterile neutrinos as dark matter / S. Dodelson, M. Widrow. – Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. – 1994. – Vol. 72. – P. 17–20. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.17>. – Дата публикации: 03.01.1994.

64. Loewenstein, M. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments / M. Loewenstein, A. Kusenko, P. Biermann. – Текст : электронный // *Astrophys. J.* – 2009. – Vol. 700. – P. 426–435. – URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637X/700/1/426>. – Дата публикации: 02.07.2009.
65. Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam / A. Aguilar, L. Auerbach, R. Burman [et al.]. – Текст : электронный // *Phys. Rev. D.* – 2001. – Vol. 64. – P. 112007. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.112007>. – Дата публикации: 13.11.2001.
66. Significant Excess of Electronlike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment / A. Aguilar-Arevalo, B. Brown, L. Bugel [et al.]. – Текст : электронный // *Phys. Rev. Lett.* – 2018. – Vol. 121. – P. 221801. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.221801>. – Дата публикации: 30.05.2018.
67. Search for electron-neutrino transitions to sterile states in the BEST experiment / V. Barinov, S. Danshin, V. Gavrin [et al.]. – Текст : электронный // *Phys. Rev. C.* – 2022. – Vol. 105. – P. 065502. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.065502>. – Дата публикации: 09.06.2022.
68. Reactor antineutrino anomaly / G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre [et al.]. – Текст : электронный // *Phys. Rev. D.* – 2011. – Vol. 83. – P. 073006. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.073006>. – Дата публикации: 29.04.2011.
69. First Constraints on Light Sterile Neutrino Oscillations from Combined Appearance and Disappearance Searches with the MicroBooNE Detector / P. Abratenko, D. Andrade Aldana, J. Anthony [et al.]. – Текст : электронный // *Phys. Rev. Lett.* – 2023. – Vol. 130. – P. 011801. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.011801>. – Дата публикации: 05.01.2023.
70. Interpreting Reactor Antineutrino Anomalies with STEREO data / H. Almazan, L. Bernard, A. Blanchet [et al.]. – Текст : электронный // *Nature.* – 2023. – Vol. 613. – P. 257–261. – URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-022-05568-2>. – Дата публикации: 11.01.2023.

71. Arina, C. Sneutrino cold dark matter, a new analysis: relic abundance and detection rates / C. Arina, N. Fornengo. – Текст : электронный // Journal of High Energy Physics. – 2007. – Vol. 11. – P. 029. – URL: <https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/029>. – Дата публикации: 12.11.2007.
72. Minimal model of gravitino dark matter / K. Benakli, Y. Chen, E. Dudas, Y. Mambrini . – Текст : непосредственный // Phys. Rev. D. – 2017. – Vol. 95. – P. 095002. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.095002>. – Дата публикации: 06.03.2017.
73. Sikivie, P. Experimental Tests of the "Invisible" Axion / P. Sikivie. – Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. – 1983. – Vol. 51. – P. 1415. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.51.1415>. – Дата публикации: 17.10.1983.
74. First results from a microwave cavity axion search at 24 micro-eV / V. Brubaker, L. Zhong, Y. Gurevich [et al.]. – Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 118. – P. 061302. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.061302>. – Дата публикации: 09.02.2017.
75. Search for Invisible Axion Dark Matter in the 3.3–4.2 μeV Mass Range / C. Bartram, T. Braine, E. Burns [et al.]. – Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. – 2021. – Vol. 127. – P. 261803. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.261803>. – Дата публикации: 16.11.2021.
76. Hooper, D. Dark Matter and Collider Phenomenology of Universal Extra Dimensions / D. Hooper, S. Profumo. – Текст : электронный // Physics Reports. – 2007. – Vol. 453. – P. 29–115. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.09.003>. – Дата публикации: 15.09.2007.
77. Chung, D. Nonthermal Supermassive Dark Matter / D. Chung, E. Kolb, A. Riotto. – Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 81. – P. 4048–4051. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.4048>. – Дата публикации: 09.11.1998.
78. Cembranos, J. A. R. Brane-world dark matter / J. A. R. Cembranos, A. Dobado, A. L. Maroto. – Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – P. 241301. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.241301>. – Дата публикации: 17.06.2003.

79. Holthausen, M. GIMPs from Extra Dimensions / M. Holthausen, R. Takahashi. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2010. – Vol. 691. – P. 56–59. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.06.012>. – Дата публикации: 12.06.2010.
80. Primordial Origin of Nontopological Solitons / J. Frieman, G. Gelmini, M. Gleiser, E. Kolb . – Текст : непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 1988. – Vol. 60. – P. 2101. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.2101>. – Дата публикации: 20.01.1988.
81. Macpherson, A. Biased discrete symmetry breaking and Fermi balls / A. Macpherson, B. Campbell. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 1995. – Vol. 347. – P. 205–210. – URL: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(95\)00080-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(95)00080-5). – Дата публикации: 23.03.1995.
82. First results from the CRESST-III low-mass dark matter program / A. H. Abdelhameed, G. Angloher, P. Bauer [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2019. – Vol. 100. – P. 102002. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.102002>. – Дата публикации: 25.10.2019.
83. First results from the NEWS-G direct dark matter search experiment at the LSM / Q. Arnaud, D. Asner, J. P. Bard [et al.]. – Текст : электронный // Astroparticle Physics. – 2018. – Vol. 97. – P. 54–62. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.10.009>. – Дата публикации: 24.10.2017.
84. Results on Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles from an 11 kg d Target Exposure of DAMIC at SNOLAB / A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, D. Baxter [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2020. – Vol. 125. – P. 241803. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.241803>. – Дата публикации: 10.12.2020.
85. Results from the Super Cryogenic Dark Matter Search Experiment at Soudan / R. Agnese, T. Aramaki, I. J. Arnquist [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2018. – Vol. 120. – P. 061802. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.061802>. – Дата публикации: 09.02.2018.
86. Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes / E. Armengaud,

- C. Augier, A. Benoit [et al.]. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2011. – Vol. 702. – P. 329–335. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.07.034>. – Дата публикации: 21.07.2011.
87. Low-Mass Dark Matter Search with the DarkSide-50 Experiment / P. Agnes, I. F. M. Albuquerque, T. Alexander [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2018. – Vol. 121. – P. 081307. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.081307>. – Дата публикации: 23.08.2018.
88. Results of a Search for Sub-GeV Dark Matter Using 2013 LUX Data / D. Akerib, S. Alsum, H. Araujo [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2019. – Vol. 122. – P. 131301. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.131301>. – Дата публикации: 01.04.2019.
89. Rapaport, M. K-shell electron shake-off accompanying alpha decay / M. Rapaport, F. Asaro, I. Perlmant. – Текст : электронный // Physical Review C. – 1975. – Vol. 11. – P. 1740–1745. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.11.1740>. – Дата публикации: 01.05.1975.
90. First Measurement of Pure Electron Shakeoff in the β Decay of Trapped ${}^6\text{He}^+$ Ions / C. Couratin, Ph. Velten, X. Flechard [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2012. – Vol. 108. – P. 243201. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.243201>. – Дата публикации: 14.06.2012.
91. Search for the Migdal effect in liquid xenon with keV-level nuclear recoils / J. Xu, D. Adams, B. Lenardo [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2024. – Vol. 109. – P. L051101. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.L051101>. – Дата публикации: 11.03.2024.
92. Light Dark Matter Search with Ionization Signals in XENON1T / E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2019. – Vol. 123. – P. 251801. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.251801>. – Дата публикации: 17.12.2019.
93. First results from the DarkSide-50 dark matter experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso / P. Agnes, T. Alexander, A. Alton [et al.]. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2015. – Vol. 743. – P. 456–466. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.03.012>. – Дата публикации: 09.04.2015.

94. Kuzniak, M. Wavelength Shifters for Applications in Liquid Argon Detectors / M. Kuzniak, M. Szec. – Текст : электронный // Instruments. – 2020. – Vol. 5. – P. 4. – URL: <https://doi.org/10.3390/instruments5010004>. – Дата публикации: 31.12.2020.
95. Buzulutskov, A. Photon emission and atomic collision processes in two-phase argon doped with xenon and nitrogen / A. Buzulutskov. – Текст : электронный // Europhysics Letters. – 2017. – Vol. 117. – P. 39002. – URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/117/39002>. – Дата публикации: 28.03.2017.
96. Effects of Nitrogen contamination in liquid Argon / R. Acciarri, M. Antonello, V. Baibussinov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2010. – Vol. 5. – P. P06003. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/06/P06003>. – Дата публикации: 15.06.2010.
97. Thermodynamic stability of xenon-doped liquid argon detectors / E. Bernard, E. Mizrachi, J. Kingston [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review C. – 2023. – Vol. 108. – P. 045503. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.108.045503>. – Дата публикации: 20.10.2023.
98. The veto system of the DarkSide-50 experiment / P. Agnes, L. Agostino, I. F. M. Albuquerque [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2016. – Vol. 11. – P. P03016. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/03/P03016>. – Дата публикации: 16.03.2016.
99. Bertone, G. Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches : монография / G. Bertone. – New York: Cambridge University Press, 2010. – 738 p. – ISBN 978-0-521-76368-4. – Текст : непосредственный.
100. Freese, K. Signal modulation in cold-dark-matter detection / K. Freese, J. Frieman, A. Gould. – Текст : электронный // Physical Review D. – 1988. – Vol. 37. – P. 3388–3405. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.37.3388>. – Дата публикации: 15.06.1988.
101. The RAVE Survey: Constraining the Local Galactic Escape Speed / M. Smith, G. Ruchti, A. Helmi [et al.]. – Текст : электронный // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2007. – Vol. 379. – P. 755–772. – URL: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11964.x>. – Дата публикации: 11.07.2007.

102. Lewin, J. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil / J. Lewin, P. Smith. – Текст : электронный // Astroparticle Physics. – 1996. – Vol. 6. – P. 87–112. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0927-6505\(96\)00047-3](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(96)00047-3). – Дата публикации: 20.04.1999.
103. Billard, J. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments / J. Billard, E. Figueroa-Feliciano, L. Strigari. – Текст : электронный // Phys. Rev. D. – 2014. – Vol. 89. – P. 023524. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.023524>. – Дата публикации: 27.01.2014.
104. Thonnard, N. Time-Dependent Study of Vacuum-Ultraviolet Emission in Argon / N. Thonnard, G. S. Hurst. – Текст : электронный // Physical Review A. – 1972. – Vol. 5. – P. 1110–1121. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.5.1110>. – Дата публикации: 01.03.1972.
105. Герцберг, Г. Спектры и строение двухатомных молекул / Г. Герцберг. – Москва: Издательство иностранной литературы, 1949. – 413 стр. – ISBN: 978-5-4475-1538-6. – Текст : непосредственный.
106. Localized Excitations in Condensed Ne, Ar, Kr, and Xe / J. Jortner, L. Meyer, S. Rice, E. G. Wilson. – Текст : непосредственный // The Journal of Chemical Physics. – 1965. – Vol. 42. – P. 4250–4253. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.1695927>. – Дата публикации: 15.06.1965.
107. Absolute Scintillation Yields in Liquid Argon and Xenon for Various Particles / T. Doke, A. Hitachi, J. Kikuchi [et al.]. – Текст : электронный // Japanese Journal of Applied Physics. – 2002. – Vol. 41. – P. 1538–1545. – URL: <https://doi.org/10.1143/JJAP.41.1538>. – Дата публикации: 01.03.2002.
108. Measurement of the liquid argon energy response to nuclear and electronic recoils / P. Agnes, J. Dawson, S. De Sacco [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2018. – Vol. 97. – P. 112005. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.112005>. – Дата публикации: 19.06.2018.
109. Buzulutskov, A. Electroluminescence and Electron Avalanching in Two-Phase Detectors / A. Buzulutskov. – Текст : электронный // Instruments. – 2020. –

- Vol. 4. – P. 16. – URL: <https://doi.org/10.3390/instruments4020016>. – Дата публикации: 18.06.2020.
110. Lindblom, P. Atomic infrared noble gas scintillations I: Optical spectra / P. Lindblom, O. Solin. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1988. – Vol. 268. – P. 204–208. – URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)90607-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90607-9). – Дата публикации: 10.05.1988.
111. Simulation of gaseous Ar and Xe electroluminescence in the near infra-red range / С. А. В. Oliveira, P. M. M. Correia, A. L. Ferreira [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2013. – Vol. 722. – P. 1–4. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.04.061>. – Дата публикации: 11.09.2013.
112. Keto, J. W. Cascade production of Ar(3p⁵ 4p) following electron bombardment / J. W. Keto, С.-Y. Куо. – Текст : непосредственный // The Journal of Chemical Physics. – 1981. – Vol. 74. – P. 6188–6196. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.441009>. – Дата публикации: 10.02.1981.
113. Schwentner, N. Electronic Excitations in Condensed Rare Gases / N. Schwentner, E. E. Koch, J. Jortner. – Berlin: Springer-Verlag, 1985. – 233 p. – ISBN 3-540-15382-9. – Текст : непосредственный.
114. Conversion efficiencies of electron beam energy to vacuum ultraviolet light for Ne, Ar, Kr, and Xe excited with continuous electron beams / A. Morozov, T. Heindl, R. Krucken [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Applied Physics. – 2008. – Vol. 103. – P. 103301. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2931000>. – Дата публикации: 16.05.2008.
115. Borisova, E. Neutral bremsstrahlung and excimer electroluminescence in noble gases and its relevance to two-phase dark matter detectors / E. Borisova, A. Buzulutskov. – Текст : электронный // The European Physical Journal C. – 2021. – Vol. 81. – P. 1128. – URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09913-z>. – Дата публикации: 23.12.2021.
116. Kasyanov, V. On the Theory of Bremsstrahlung of Slow Electrons on Atoms / V. Kasyanov, A. Starostin. – Текст : непосредственный // Soviet Journal

- of Experimental and Theoretical Physics. – 1965. – Vol. 21. – P. 193. – Дата публикации: 01.07.1965.
117. Milstein, A. Bremsstrahlung on noble gases at low energies / A. Milstein, S. Salnikov, M. Kozlov. – Текст : электронный // Physics Research B. – 2022. – Vol. 530. – P. 48–52. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2022.09.012>. – Дата публикации: 01.11.2022.
118. Milstein, A. Angular distribution of photons emitted in collision of low-energy electrons with noble gases / A. Milstein, S. Salnikov, M. Kozlov. – Текст : электронный // Physics Research B. – 2023. – Vol. 539. – P. 9–14. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2023.03.013>. – Дата публикации: 23.03.2023.
119. Secondary scintillation yield in pure argon / C. M. B. Monteiro, J. A. M. Lopes, J. F. C. A. Veloso, J. M. F. dos Santos. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2008. – Vol. 668. – P. 167–170. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.08.030>. – Дата публикации: 09.10.2008.
120. A concise review on THGEM detectors / A. Breskin, R. Alon, M. Cortesi [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2009. – Vol. 598. – P. 107–111. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.062>. – Дата публикации: 01.01.2009.
121. Stewart, R. Thermodynamic Properties of Argon from the Triple Point to 1200 K with Pressures to 1000 MPa / R. Stewart, R. Jacobsen. – Текст : непосредственный // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1989. – Vol. 18. – P. 639–798. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.555829>. – Дата публикации: 12.09.1988.
122. Electron transport and electric field simulations in two-phase detectors with THGEM electrodes / A. Bondar, A. Buzulutskov, E. Frolov [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A. – 2019. – Vol. 943. – P. 162431. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162431>. – Дата публикации: 01.10.2019.
123. Amey, R. Dielectric Constants of Liquefied Noble Gases and Methane / R. Amey, R. Cole. – Текст : непосредственный // The Journal of Chemical Physics. – 1964. – Vol. 40. – P. 146–148. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.1724850>. – Дата публикации: 01.02.1964.

124. Characterization of protonated and deuterated tetra-phenyl butadiene film in a polystyrene matrix / V. M. Gehman, T. M. Ito, W. C. Griffith, S. R. Seibert. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2013. – Vol. 8. – P. P04024. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/P04024>. – Дата публикации: 23.04.2013.
125. Characterization of a ^{109}Cd gamma-ray source for the two-phase argon detector / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // Instruments and Experimental Techniques. – 2019. – Vol. 62. – P. 746–749. – URL: <https://doi.org/10.1134/S0020441219050142>. – Дата публикации: 09.05.2020.
126. Spectron Gas Control Systems GmbH : [сайт]. – URL: <https://www.spectron.de/en-us> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
127. Газоанализатор “СВЕТ” : [сайт]. – URL: <https://okba.ru/product/gazoanalizatory/gazoanalizator-svet/> (дата обращения: 31.03.2023). – Текст: электронный.
128. Pfeiffer Vacuum GmbH : [сайт]. – URL: <https://www.pfeiffer-vacuum.com> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
129. Observation of primary scintillations in the visible range in liquid argon doped with methane / A. Bondar, E. Borisova, A. Buzulutskov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15. – P. C06053. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/06/C06053>. – Дата публикации: 25.06.2020.
130. Hamamatsu Photonics : [сайт]. – URL: <https://www.hamamatsu.com/jp/en.html> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
131. Measurement of the absolute quantum efficiency of Hamamatsu model R11410-10 photomultiplier tubes at low temperatures down to liquid xenon boiling point / A. Lyashenko, T. Nguyen, A. Snyder [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2014. – Vol. 9. – P. P11021. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/11/P11021>. – Дата публикации: 20.11.2014.

132. Characterization of photo-multiplier tubes for the Cryogenic Avalanche Detector / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2015. – Vol. 10. – P. P10010. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/10/P10010>. – Дата публикации: 08.10.2015.
133. Study of cryogenic photomultiplier tubes for the future two-phase cryogenic avalanche detector / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2017. – Vol. 12. – P. C05002. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/05/C05002>. – Дата публикации: 05.05.2017.
134. Constraints on directionality effect of nuclear recoils in a liquid argon time projection chamber / P. Agnes, I. Ahmad, S. Albergo [et al.]. – Текст : электронный // Eur. Phys. J. C. – 2024. – Vol. 84. – P. 24. – URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-12312-1>. – Дата публикации: 10.01.2024.
135. The Search for $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ with 10^{-14} Sensitivity: The Upgrade of the MEG Experiment / A. Baldini, V. Baranov, M. Biasotti [et al.]. – Текст : электронный // Symmetry. – 2021. – Vol. 13. – P. 1591. – URL: <https://doi.org/10.3390/sym13091591>. – Дата публикации: 29.08.2021.
136. nEXO: neutrinoless double beta decay search beyond 10^{28} year half-life sensitivity / G. Adhikari, S. Kharusi, E. Angelico [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2022. – Vol. 49. – P. 015104. – URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6471/ac3631>. – Дата публикации: 03.12.2021.
137. Gundacker, S. The silicon photomultiplier: fundamentals and applications of a modern solid-state photon detector / S. Gundacker, A. Heering. – Текст : электронный // Phys. Med. Biol. – 2020. – Vol. 65. – P. 17TR01. – URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab7b2d>. – Дата публикации: 19.08.2020.
138. Geiger Mode APD performance in a cryogenic two-phase Ar avalanche detector based on THGEMs / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Grebenuk [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2011. – Vol. 628. – P. 364–368. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.07.002>. – Дата публикации: 01.02.2011.

139. MPPC versus MRS APD in two-phase Cryogenic Avalanche Detectors / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2015. – Vol. 10. – P. P04013. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/04/P04013>. – Дата публикации: 27.04.2015.
140. Characterization of three high efficiency and blue sensitive silicon photomultipliers / A. N. Otte, D. Garcia, T. Nguyen, D. Purushotham. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2017. – Vol. 846. – P. 106–125. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.09.053>. – Дата публикации: 21.02.2017.
141. АО “Светлана-Рентген” : [сайт]. – URL: <http://svetlana-x-ray.ru/> (дата обращения: 31.03.2023). – Текст: электронный.
142. X-ray ionization yields and energy spectra in liquid argon / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2016. – Vol. 816. – P. 119–124. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.02.010>. – Дата публикации: 21.04.2016.
143. XCOM: Photon Cross Sections Database : [сайт]. – URL: <https://dx.doi.org/10.18434/T48G6X> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
144. АО “В/О “Изотоп” : [сайт]. – URL: <http://www.isotop.ru/> (дата обращения: 31.03.2023). – Текст: электронный.
145. Компания ЗАО “Циклотрон” : [сайт]. – URL: <http://www.cyclotronzao.ru/en/products/sources-of-x-ray-and-gamma-radiation-type-irik-d/> (дата обращения: 31.03.2023). – Текст: электронный.
146. Heath, R. L. Scintillation Spectrometry: Gamma-ray Spectrum Catalogue. 2nd Edition : монография / R. L. Heath. – Idaho Falls: Phillips Petroleum Company. Atomic Energy Division, 1964. – 285 p. – DOI 10.2172/4033554. – Текст : непосредственный.

147. Gamma Ray Spectroscopy : [сайт]. – URL: <http://www-personal.umich.edu/~ianrit/gammaspec.pdf> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
148. Particle data group: Commonly used radioactive sources / С. Patrignani, К. Agashe, G. Aielli [et al.]. – Текст : электронный // Chinese Physics C. – 2016. – Vol. 40. – P. 100001. – URL: <https://doi.org/10.1088/1674-1137/40/10/100001>. – Дата публикации: 04.10.2016.
149. National Nuclear Data Center : [сайт]. – URL: <https://www.nndc.bnl.gov> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
150. The Lund/LBNL Nuclear Data Search : [сайт]. – URL: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
151. Knoll, G. F. Radiation Detection and Measurement : монография / G. F. Knoll. – New York: John Wiley & Sons, Inc., 2000. – 816 p. – ISBN 0-471-07338-5. – Текст : непосредственный.
152. Mirion Technologies (Canberra BNLS) NV : [сайт]. – URL: <https://www.mirion.com/> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
153. X-Ray Data Booklet : [сайт]. – URL: <http://xdb.lbl.gov> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
154. Two-phase Cryogenic Avalanche Detectors with THGEM and hybrid THGEM/GEM multipliers operated in Ar and Ar+N₂ / А. Bondar, А. Buzulutskov, А. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2013. – Vol. 8. – P. P02008. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/02/P02008>. – Дата публикации: 14.02.2013.
155. Landi, G. Properties of the center of gravity as an algorithm for position measurements / G. Landi. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2002. – Vol. 485. – P. 698–719. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)02071-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02071-X). – Дата публикации: 11.06.2002.

156. Study of position reconstruction of a LaBr₃:Ce continuous scintillation crystal for medical applications / A. Fabbri, D. Sacco, P. Bennati [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2013. – Vol. 8. – P. P12010. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/12/P12010>. – Дата публикации: 20.12.2013.
157. Study of combined THGEM/GAPD-matrix multiplier in a two-phase Cryogenic Avalanche Detector in Ar / A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov [et al.]. – Текст : электронный // EPJ Web of Conferences. – 2018. – Vol. 174. – P. 02005. – URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817402005>. – Дата публикации: 21.02.2018.
158. Position Reconstruction in a Dual Phase Xenon Scintillation Detector / V. Solovov, V. Belov, D. Akimov [et al.]. – Текст : электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2012. – Vol. 59. – P. 3286–3293. – URL: <https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2221742>. – Дата публикации: 01.12.2012.
159. First Measurement of the Ionization Yield of Nuclear Recoils in Liquid Argon / T. H. Joshi, S. Sangiorgio, A. Bernstein [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2014. – Vol. 112. – P. 171303. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.171303>. – Дата публикации: 01.05.2014.
160. Buzulutskov, A. Advances in Cryogenic Avalanche Detectors / A. Buzulutskov. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2012. – Vol. 7. – P. C02025. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/02/C02025>. – Дата публикации: 10.02.2012.
161. Solar neutrino detection in a large volume double-phase liquid argon experiment / D. Franco, C. Giganti, P. Agnes [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2016. – Vol. 2016. – P. 017. – URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2016/08/017>. – Дата публикации: 09.08.2016.
162. Drift velocities of electrons, saturation characteristics of ionization and W-values for conversion electrons in liquid argon, liquid argon-gas mixtures and liquid xenon / E. Shibamura, A. Hitachi, T. Doke [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods. – 1975. – Vol. 131. –

- P. 249–258. – URL: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(75\)90327-4](https://doi.org/10.1016/0029-554X(75)90327-4). – Дата публикации: 24.12.1975.
163. Effect of Neutral Bremsstrahlung on the Operation of Two-Phase Argon Detectors / A. Bondar, E. Borisova, A. Buzulutskov [et al.]. – Текст : электронный // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2020. – Vol. 47. – P. 162–165. – URL: <https://doi.org/10.3103/S1068335620060032>. – Дата публикации: 27.07.2020.
164. Two-Phase Emission Detectors / D. Akimov, A. Bolozdynya, A. Buzulutskov, V. Chepel. – Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2021. – 352 p. – ISBN 978-981-123-108-7. – Текст : непосредственный.
165. SiPM-matrix readout of two-phase argon detectors using electroluminescence in the visible and near infrared range / C. E. Aalseth, S. Abdelhakim, P. Agnes [et al.]. – Текст : электронный // The European Physical Journal C. – 2021. – Vol. 81. – P. 153. – URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08801-2>. – Дата публикации: 15.02.2021.
166. Measurements of argon-scintillation and -electroluminescence properties for low mass WIMP dark matter search / M. Kimura, K. Aoyama, T. Takeda [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15. – P. C08012. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/08/C08012>. – Дата публикации: 10.08.2020.
167. Takeda, T. Study of luminescence mechanism by neutral bremsstrahlung in gaseous argon / T. Takeda, M. Tanaka, K. Yorita. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15. – P. C03007. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/03/C03007>. – Дата публикации: 04.03.2020.
168. Measurement of emission spectrum for gaseous argon electroluminescence in visible light region from 300 to 600 nm / K. Aoyama, M. Kimura, H. Morohoshi [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A. – 2022. – Vol. 1025. – P. 166107. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.166107>. – Дата публикации: 11.02.2022.
169. Monteiro, C. Novel approach to Xenon optical TPCs: the presence of Neutral Bremsstrahlung / C. Monteiro. – Текст : электронный // Technology and

- Instrumentation in Particle Physics conference, TIPP 2021 (Online conference, 24-28 May 2021). – 2021. – URL: https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295401/attachments/2251614/3819643/CMB_Monteiro_TIPP2021%20.pdf (дата обращения 31.03.2023).
170. Amedo, P. Neutral bremsstrahlung in TPCs / P. Amedo, D. Gonzalez-Diaz, V. J. P. Jones. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2022. – Vol. 17. – P. C02017. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/02/C02017>. – Дата публикации: 21.02.2022.
171. Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions : [сайт]. – URL: <https://dx.doi.org/10.18434/T4NC7P> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
172. Average energy expended per ion pair in liquid argon / М. Miyajima, Т. Takahashi, S. Konno [et al.]. – Текст : непосредственный // Physical Review A. – 1974. – Vol. 9. – P. 1438. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.9.1438>. – Дата публикации: 01.03.1974.
173. Noble Gas Detectors / Е. Aprile, А. Е. Bolotnikov, А. I. Bolozdynya, Т. Doke. – Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2006. – 345 p. – ISBN 3-527-40597-6. – Текст : непосредственный.
174. Geant4 : [сайт]. – URL: <https://geant4.web.cern.ch/> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
175. International Atomic Energy Agency: Nuclear Data Services : [сайт]. – URL: <https://www-nds.iaea.org/> (дата обращения: 31.03.2023). – Яз. англ. – Текст: электронный.
176. The MPI-Mainz UV/VIS Spectral Atlas of Gaseous Molecules of Atmospheric Interest / Н. Keller-Rudek, G. K. Moortgat, R. Sander, R. Sorensen . – Текст : электронный // Earth System Science Data. – 2013. – Vol. 5. – P. 365–373. – URL: <https://doi.org/10.5194/essd-5-365-2013>. – Дата публикации: 03.12.2013.
177. Observation of unusual slow components in electroluminescence signal of two-phase argon detector / А. Bondar, Е. Borisova, А. Buzulutskov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15. – P. C06064. –

URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/06/C06064>. – Дата публикации: 30.06.2020.

178. Borisova, E. Neutral bremsstrahlung electroluminescence in noble liquids / E. Borisova, A. Buzulutskov. – Текст : электронный // Europhysics Letters. – 2022. – Vol. 137. – P. 24002. – URL: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/ac4c03>. – Дата публикации: 19.04.2022.
179. Lee, S. On the limits of the hadronic energy resolution of calorimeters / S. Lee, M. Livan, R. Wigmans. – Текст : электронный // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A. – 2018. – Vol. 882. – P. 148–157. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.10.087>. – Дата публикации: 21.02.2018.
180. Study of visible-light emission in pure and methane-doped liquid argon / A. Bondar, E. Borisova, A. Buzulutskov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2022. – Vol. 17. – P. P09009. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/09/P09009>. – Дата публикации: 06.09.2022.